

TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI

FAKULTA STROJNÍ

Katedra energetických zařízení



**Experimentální metody
v úlohách neizotermního proudění**

Petra Dančová

Habilitační práce

Obor: Aplikovaná mechanika

ABSTRAKT

Tato habilitační práce navazuje na výsledky vědecké a pedagogické činnosti autorky. Autorka se v rámci svého působení na Katedře energetických zařízení zabývá použitím různých kontaktních i bezkontaktních experimentálních metod pro výzkum přenosu tepla způsobeného tekutinovými proudy.

Práce se tak zaměřuje na dvě úlohy, a to na možnosti využití termoanemometrie v režimu konstantní teploty pro určení součinitele přestupu tepla v případě impaktního proudění syntetizovaného a kontinuálního proudu vzduchu, a na možnosti využití metody digitální holografické interferometrie pro výzkum teplotních polí v tekutinách.

Tato práce si rovněž klade za cíl ukázat možnosti výše zmíněných metod a postupů při výuce studentů bakalářského, magisterského a doktorského studia. V průběhu řešení byli proto studenti zapojováni do řešení dílčích úkolů v rámci svých kvalifikačních prací. Do roku 2018 byla autorka školitelem či konzultantem několika úspěšně obhájených bakalářských a diplomových prací, které úzce souvisely s problematikou této práce. Zároveň je autorka školitelem specialistou doktorských prací, kde se studenty konzultuje experimentální metody.

SUMMARY

This habilitation thesis follows the results of the scientific and pedagogical activities of the author. The author deals with fluid jets, heat transfer and different contact and non-contact (optical) experimental methods.

Therefore the work is focused on the research of two tasks, namely on the possibility of using thermoanemometry in constant temperature mode for determining the heat transfer coefficient in case of synthetic and continuous impinging jets, and on the possibility of using the method of digital holographic interferometry for research of temperature fields in fluids.

This thesis is also aimed to show application of above mentioned experimental methods during the education of bachelor, master and doctoral degree students. Until 2018, the author was a supervisor or consultant of several successfully defended bachelor and diploma theses that closely related to the issue of this work. At the same time, the author is a supervisor-specialist of doctoral theses, where she consults the experimental methods.

PODĚKOVÁNÍ

Tato práce vznikla za přispění prostředků z projektů SGS (poskytovatel MŠMT), u kterých byla autorka hlavním řešitelem, a projektů GA ČR a TA ČR, kde byla autorka členem týmu řešitelů:

- SGS 2823 *Numerický a experimentální výzkum v energeticko-technologických procesech* (2011-2012),
- SGS 21000 *Experimentální a numerický výzkum v mechanice tekutin, termodynamice a sdílení tepla* (2013-2015),
- GA ČR č. P101/11/J019 *Termoakustický motor* (2011-2013),
- GA ČR č. 14-08888S *Řízení proudových polí pomocí oscilací tekutiny* (2014-2016),
- GA ČR č. 16-16596S *Optimalizace generování pulzujících proudů v mechanice tekutin* (2016-2018),
- GA AV ČR č. IAA200760801 *Pulzující proudy pro řízení proudových polí* (2008-2012),
- TA ČR č. TA01020313 *Vývoj entalpického výměníku vzduch-vzduch* (2011-2014),
- TA ČR č. TA03010852 *Chlazení forem* (2013-2015),
- TA ČR č. TA04021338 *Vývoj metodiky pro návrh odsiřovacích zařízení* (2014-2018).

Na tomto místě bych ráda poděkovala Prof. Ing. Tomáši Vítovi, Ph.D. a Ing. Pavlu Psotovi, Ph.D. za jejich rady, připomínky, pomoc a podnětné diskuze.

Můj velký dík patří také kolegům, které jsem měla tu čest potkat při svém působení či spolupráci na Katedře energetických zařízení FS TUL, Laboratoři optických metod měření FM TUL, Ústavu termomechaniky AV ČR, v.v.i. a Eindhoven University of Technology v Nizozemí.

Rovněž nesmím zapomenout na mou rodinu a přátele. I jim patří velký dík.

Petra Dančová

OBSAH

Abstrakt	3
Summary	4
Poděkování	5
Obsah	7
Seznam obrázků a tabulek	9
Seznam vybraných symbolů a zkratk	13
1. Úvod	17
1.1 Motivace a cíle práce	21
1.2 Výchova studentů	22
2. Základy teorie sdílení tepla	23
2.1 Sdílení tepla prouděním	24
2.2 Sdílení tepla vedením	29
3. Tekutinové proudy	31
3.1 Zatopený proud	32
3.2 Syntetizovaný proud	33
3.2.1 Použití syntetizovaného proudu	34
3.2.2 Parametry syntetizovaného proudu	36
3.3 Impaktní proud	37
4. Experimentální metody	39
4.1 Termoanemometrie	39
4.1.1 Typy termoanemometrických sond	42
4.1.2 Součinitel přehřátí drátku sondy	43
4.1.3 Kalibrace sond	44
4.1.4 Směrová charakteristika sond	44
4.1.5 Limity metody termoanemometrie	45

4.2	Digitální holografická interferometrie	48
4.2.1	Měření teplotního pole	50
4.2.2	Typy interferometrů	51
4.2.3	Limity metody DHI	53
5.	Experimentální řešení úloh	57
5.1	Úloha č. 1	57
5.1.1	Experimentální zařízení	57
5.2.1	Nastavení termoanemometru	59
5.1.3	Princip vyhodnocení naměřených dat	59
5.2	Úloha č. 2	62
5.2.1	Experimentální zařízení	62
5.2.2	Synchronizace experimentu	64
5.2.3	Princip vyhodnocení naměřených dat	66
6.	Diskuze výsledků	69
6.1	Úloha č. 1	69
6.1.1	Závislost odporu na teplotě	69
6.1.2	Určení rezonanční frekvence	69
6.1.3	Syntetizovaný proud – měření rychlosti	70
6.1.4	Syntetizovaný proud – měření součinitele přestupu tepla	73
6.1.5	Kontinuální tryska – měření rychlosti	75
6.1.6	Kontinuální tryska – měření součinitele přestupu tepla	75
6.1.7	Nejistoty měření	76
6.2	Úloha č. 2	78
6.2.1	Syntetizovaný proud – měření teplotního pole	78
6.2.2	Kontinuální proud – měření teplotního pole	80
7.	Závěr	83
	Použitá literatura	87

SEZNAM OBRÁZKŮ A TABULEK

Obr. 1.1	Tvar pasivního chladiče	18
Obr. 1.2	Aktivní chladič ze zdroje	18
Obr. 1.3	Heat pipes	18
Obr. 1.4	Chladicí termobaterie	19
Obr. 1.5	Sonda Trace Gas Orbiter kroužící kolem planety Mars, (a) pohled na chladiče, (b) pohled na solární panely s odrazem slunečního světla	20
Obr. 1.6	Schéma uložení turbulizační pásky (twisted tape) v trubici	21
Obr. 2.1	Schéma prostupu tepla rovinou stěnou: modrá křivka představuje konvekci, černá čárkovaná kondukcí	23
Obr. 3.1	Schematické znázornění zatopeného proudu, 1 potenciální jádro proudu, 2 virtuální počátek, I počáteční oblast, II přechodová oblast, III oblast vyvinutého turbulentního proudění	32
Obr. 3.2	Schematické znázornění základního principu SJ	33
Obr. 3.3	Jeden pracovní cyklus SJ, $2 \rightarrow 0a \rightarrow 1$ nasávání do dutiny akčního členu; $1 \rightarrow 0b \rightarrow 2$ vyfukování, měřeno metodou termoanemometrie dvou-drátkovou sondou. Zobrazena je průměrná hodnota z 200 cyklů	34
Obr. 3.4	Schematické znázornění vyjádření časově středované rychlosti U_0	36
Obr. 3.5	Schematické znázornění IJ, 1 oblast volného proudu, 2 stagnační oblast, 3 oblast stěnového proudu	38
Obr. 4.1	Ukázka termoanemometrických sond, (a) sonda jednodrátková přímá, (b) filmová, (c) filmová nalepovací	43
Obr. 4.2	Vektor rychlosti dopadajícího proudu na drátek sondy	45
Obr. 4.3	Ukázka zpracování dat pro určení směru proudění	46
Obr. 4.4	Schematické uspořádání pro měření metodou DHI	48
Obr. 4.5	Jednotlivé kroky pro měření teploty metodou DHI	51
Obr. 4.6	Schematické znázornění principu Mach-Zehnderova interferometru	52
Obr. 4.7	Schematické znázornění principu Twyman-Greenova interferometru	53
Obr. 4.8	Rekonstruovaná interferenční fáze plamene svíčky měřená na (a) Mach-Zehnderově interferometru, (b) Twyman-Greenově interferometru s dvojí citlivostí	53
Obr. 4.9	(a) Výchozí teplotní pole, (b) zrekonstruované teplotní pole s krokem 5° , (c) mapa odchylek mezi (a) a (b), RMS hodnota mapy je 0.2°C	55
Obr. 4.10	Závislost RMS odchylky teplotních polí na počtu projekcí	55
Obr. 5.1	Schéma uspořádání experimentu se SJ	58
Obr. 5.2	Použité experimentální zařízení: (a) tryska SJ, (b) kontinuální tryska, (c) detail na používanou nalepovací filmovou sondu 55R47	58
Obr. 5.3	Wheatstoneův můstek v režimu CT	60

Obr. 5.4	(a) Schéma uspořádání Twaymann-Greenova interferometru s dvojitým průchodem objektového paprsku, (b) detail na měřicí rovinu s použitím kontinuální trysky	63
Obr. 5.5	Experimentálního uspořádání SJ pro měření pomocí DHI: (a) akční člen se skládá z topné patrony, dvojice reproduktorů a výstupního otvoru, (b) detail na výstupní otvory druhého akčního členu	64
Obr. 5.6	Kontinuální tryska s topnou patronou umístěnou v prostoru dutiny trysky, detail na výstupní otvory	64
Obr. 5.7	(a) Princip synchronizace, φ je měřená fáze periody, T_{CAM} perioda daná snímkovací rychlostí kamery, sinusoida představuje periodický vývoj SJ, (b) 2D fázová pole SJ, snímky jsou měřené ve stejné fázi v různých periodách, (c) fázově průměrované teplotní pole SJ	65
Obr. 5.8	Fázové pole kontinuální trysky se třemi výstupními otvory s úhlem natočení 0° , 30° , 60° a 90° (z leva do prava)	66
Obr. 5.9	Sinogram 2D indexů lomů	67
Obr. 6.1	Závislost celkového odporu systému (total) a odporu sondy 55R47 (probe) na teplotě desky	69
Obr. 6.2	(a) Frekvenční charakteristika akčního členu SJ ($P = 3 \text{ W}$), (b) detailní pohled	70
Obr. 6.3	(a) Závislost fázově průměrované rychlosti v různých časech periody a časově středované rychlosti na vzdálenosti od výstupního otvoru akčního členu, (b) závislost časově středované rychlosti na vzdálenosti od výstupního otvoru v logaritmických souřadnicích	71
Obr. 6.4	(a) Profily časově středované rychlosti SJ v různých vzdálenostech od výstupního otvoru, (b) profily fázově průměrované rychlosti SJ během pracovního cyklu ve vzdálenosti $y/D = 5$	71
Obr. 6.5	(a) Profily časově středované rychlosti SJ v různých vzdálenostech desky od výstupního otvoru, (b) profily fázově průměrované rychlosti SJ během pracovního cyklu ve vzdálenosti $y/D = 5$; $t_w = 35^\circ\text{C}$	71
Obr. 6.6	Průběh rychlosti v závislosti na čase a vzdálenosti od osy trysky, $y/D = 5$; $t_w = 35^\circ\text{C}$	72
Obr. 6.7	(a) Profily časově středované rychlosti SJ v různých vzdálenostech desky od výstupního otvoru, (b) profily fázově průměrované rychlosti SJ během pracovního cyklu ve vzdálenosti $y/D = 5$; nezahřívána deska	72
Obr. 6.8	Průběh rychlosti v závislosti na čase a vzdálenosti od osy trysky, $y/D = 5$; nezahřívána deska	72
Obr. 6.9	Časově středovaná hodnota HTC měřená pro různé součinitele přehřátí ve vzdálenosti $y/D = 1$	73
Obr. 6.10	(a) Profily časově středované hodnoty HTC a fázově průměrovaných hodnot HTC během pracovního cyklu ve vzdálenosti $y/D = 1$; (b) HTC při fázi maximálního výfuku z trysky ($t/\tau = 0.75$) v různých vzdálenostech od výstupního otvoru; $a_h = 0.03$	74
Obr. 6.11	Průběh hodnot HTC v závislosti na čase a vzdálenosti od osy akčního členu SJ ve vzdálenosti (a) $y/D = 1$, (b) $y/D = 5$; hodnoty posunuté o 1500; $a_h = 0.03$	74
Obr. 6.12	(a) Závislost rychlosti kontinuálního proudu na vzdálenosti od trysky v logaritmických souřadnicích, (b) profily rychlosti v různých vzdálenostech od trysky	75
Obr. 6.13	(a) hodnota HTC měřená pro různé součinitele přehřátí ve vzdálenosti $y/D = 1$, (b) HTC v různých vzdálenostech od výstupního otvoru při $a_h = 0.03$	76
Obr. 6.14	Vývoj rychlostních (pravá strana) a teplotních (levá strana) polí v rovině $y = 0$ v různých fázích SJ cyklu t/τ	78
Obr. 6.15	Teplotní pole zahřívajícího syntetizovaného proudu v různých t/τ	78
Obr. 6.16	Vývoj teploty v ose trysky v závislosti na vzdálenosti od trysky; křivky v grafu	79

	představují výsledky DHI, body měření pomocí CCA; DHI výsledky jsou získány jako průměrné hodnoty podél osy z, CCA výsledky jsou měřeny v $z = 0$	
Obr. 6.17	Tomograficky rekonstruované 3D teplotní pole SJ v různých časech	79
Obr. 6.18	Intenzita fluktuací teploty	80
Obr. 6.19	Tomograficky rekonstruované 3D teplotní pole kontinuální trysky se třemi výstupními otvory; jednotky vzdálenosti jsou v mm	80
Obr. 6.20	Porovnání výsledků holografie a CCA v různých řezech dle 3D obrázku uprostřed	81
Tab. 4.1	Vyjádření citlivostí sondy pro CT a CC režim termoanemometru	42
Tab. 6.1	Hodnoty nastavené v termoanemometrickém systému pro měření SJ	73
Tab. 6.2	Hodnoty nastavené v termoanemometrickém systému pro měření kontinuální trysky	75
Tab. 6.3	Ukázka parametrů pro vyhodnocení nejistoty měření v případě měření SJ, $a_h = 0.03$	77

SEZNAM VYBRANÝCH SYMBOLŮ A ZKRATEK

A	(m ²)	plocha
A, B, C	(1)	konstanty
a	(m ² ·s ⁻¹)	teplotní vodivost (thermal diffusivity)
a_h	(1)	součinitel přehřátí (overheat ratio)
c_p, c_v	(J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹)	měrná tepelná kapacita za konstantního tlaku, resp. objemu
D, L	(m)	charakteristický rozměr
D	(m)	průměr výstupního otvoru akčního členu syntetizovaného proudu
D_{AB}	(m ² ·s ⁻¹)	součinitel difuze složky A do složky B ve směsi AB
d_{wire}	(m)	průměr drátku termoanemometrické sondy
E	(V)	elektrické napětí změřené na Wheatstoneově můstku
E_{corr}	(V)	korigované elektrické napětí termoanemometrické sondy
f	(1)	součinitel tření
f	(Hz)	frekvence
I	(A)	elektrický proud
k'_c	(m·s ⁻¹)	součinitel přenosu hmoty, rovnice (2.15)
h	(W·m ⁻² ·K ⁻¹)	součinitel přestupu tepla
k	(W·m ⁻¹ ·K ⁻¹)	součinitel tepelné vodivosti
l_{wire}	(m)	délka drátku termoanemometrické sondy
L_0	(m)	délka zdvihu syntetizovaného proudu
m	(kg)	hmotnost
\dot{m}	(kg·s ⁻¹)	hmotnostní průtok
M	(kg·mol ⁻¹)	molární hmotnost
n	(1)	index lomu světla
p	(Pa)	tlak
Q	(J)	teplo
\dot{Q}	(W)	tepelný tok
\dot{q}	(W·m ⁻²)	plošná hustota tepelného toku
r	(J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹)	měrná plynová konstanta
R	(Ω)	elektrický odpor

S_{wire}	(m^2)	průřez drátku termoanemometrické sondy
t	($^{\circ}\text{C}$)	teplota
t_u	($^{\circ}\text{C}$)	určující teplota
T	(K)	termodynamická teplota
T_f	(K)	teplota tekutiny
T_{f0}	(K)	teplota tekutiny při kalibraci
T_w	(K)	teplota stěny
T_{wire}	(K)	teplota drátku termoanemometrické sondy
v	($\text{m}^3 \cdot \text{kg}$)	měrný objem
U	(J)	vnitřní energie
U_0	($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	časově středovaná rychlost
$u_0(\tau)$	($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	periodická rychlost
w	(ms^{-1})	rychlost

ŘECKÉ SYMBOLY

ε	(1)	emisivita
μ	($\text{Pa} \cdot \text{s}$)	dynamická viskozita tekutiny při průměrné teplotě v daném objemu tekutiny (rovnice (2.12))
μ_s	($\text{Pa} \cdot \text{s}$)	dynamická viskozita tekutiny při teplotě na stěně, kde dochází k přenosu tepla (rovnice (2.12))
ν	($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	kinematická viskozita
ρ	($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	hustota, měrná hmotnost
σ	($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$)	Stefan-Boltzmannova konstanta ($\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$)
τ, t	(s)	čas
τ	(s)	časová perioda

ZKRATKY

Bi	(1)	Biotovo číslo
Fo	(1)	Fourierovo číslo
Nu	(1)	Nusseltovo číslo
Pr	(1)	Prandtlovo číslo
Re	(1)	Reynoldsovo číslo
Sc	(1)	Schmidtovo číslo
Sh	(1)	Sherwoodovo číslo
Sn	(1)	Stantonovo číslo
St	(1)	Strouhalovo číslo

CC	konstantní napětí (constant current)
CCA	termoanemometrie v režimu konstantního proudu (constant current anemometry)
CCD	zařízení s vázanými náboji (charge-coupled device)
CT	konstantní teplota (constant temperature)
DHI	digitální holografická interferometrie (digital holographic interferometry)
DHT	digitální holografická tomografie (digital holographic tomography)
FEM	metoda konečných prvků (finite element method)
FFT	rychlá Fourierova transformace (fast Fourier transformation)
FVM	metoda konečných objemů (finite volume method)
HTC	součinitel přestupu tepla (heat transfer coefficient), takto označován v textu práce
KEZ	Katedra energetických zařízení
IJ	impaktní proud (impinging jet)
RMS	root-mean-square
SJ	syntetizovaný proud (synthetic jet)
TUL	Technická univerzita v Liberci
ZNMF	nulový hmotnostní tok (zero net mass flux)

INDEXY

CAM	kamera
D	hmota
f	tekutina (fluid)
H	teplo (heat)
M	hybnost (momentum)
w	stěna (wall)
wire	drátek
1	počáteční stav
2	koncový stav

1. ÚVOD

Tato habilitační práce je vypracována na základě výsledků vědecké a pedagogické činnosti autorky. Ta se v rámci svého působení na Katedře energetických zařízení zabývá tekutinovými proudy, experimentálními metodami a přenosem tepla. V práci jsou proto experimentálně zkoumány dvě úlohy, a to určení součinitele přestupu tepla (HTC z anglického *heat transfer coefficient*) při dopadu tekutinového proudu na zahřívanou desku a výzkum teplotního pole na výstupu ze zahřívané trysky.

V úloze HTC je hlavní experimentální metodou termoanemometrie v režimu konstantní teploty, kde HTC lze určit na základě měření příkonu nalepovací sondy. Režim konstantní teploty je rovněž použit pro určení rychlostního pole použitého tekutinového proudu a u syntetizovaného proudu rovněž pro určení frekvenční charakteristiky akčního členu generujícího tento typ proudu.

V případě vyšetřování teplotních polí jsou použity a porovnány dvě principiálně odlišné metody: metoda digitální holografické interferometrie a termoanemometrie v režimu konstantního proudu.

V obou dvou úlohách je pracovním médiem vzduch a je porovnán vliv proudění z trysek syntetizovaného a kontinuálního proudu.

Téma (intenzifikace) přenosu tepla, resp. chlazení je v dnešní době intenzivně řešeno, zvláště pak v oblasti chlazení elektroniky a mikro-elektroniky. Každé elektronické zařízení generuje teplo, které roste úměrně s počtem součástek v daném obvodu, resp. v oblasti mikro-elektroniky s množstvím jader. Toto teplo je nutné odvádět ze zařízení, aby byla zajištěna jeho funkčnost v rámci technicky přípustné provozní teploty¹ a zamezilo se poruchám z důvodu přehřátí, kdy hrozí poškození některých dílů, popř. celého zařízení. Z tohoto důvodu, jsou součástí elektronického zařízení chladiče, které z něj toto teplo odvádějí.

Dle *mechanizmu sdílení tepla* lze chladiče dělit na:

- konvekční (přenos tepla mezi stěnou a pohybujícím se médiem),
- kondukční (vedení tepla v pevné látce),
- radiační (sdílení tepla zářením, např. ve vakuu).

¹ Provozní teploty procesorů výrobců Intel či AMD se pohybují v intervalu (30-45) °C pro minimální zatížení, (45-60) °C v režimu středního zatížení, v případě maximálního zatížení by teplota neměla překročit 80 °C. U grafických karet se obvyklá provozní teplota pohybuje okolo 50 °C, u pevných disků pak cca 40 °C, neměla by však přesáhnout 70 °C.

Podle *změny skupenství* teplosměnného média pak na chladiče:

- se změnou skupenství (tzv. heat pipes),
- bez změny skupenství (klasické chlazení vodou či vzduchem).

Podle *přeměny energie* je lze rozdělit na:

- bez přeměny energie (stále jen tepelná energie),
- s přeměnou energie (např. změna elektrické na tepelnou energii u Peltierova článku, nebo změna chemické na tepelnou, kdy je v důsledku chemické reakce v daném místě odebíráno teplo).

U chladičů hraje významnou roli také jejich tvar, proto se výrobci snaží optimalizovat tvar tak, aby odvod tepla byl co nejefektivnější, [1].

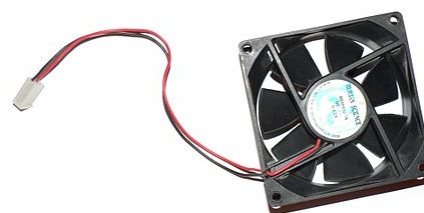
Chladiče elektroniky lze rozdělit dle výše uvedeného či pomocí kombinace několika faktorů, a to např. na chladiče pasivní (nepohyblivé), aktivní (pohyblivé) a kombinované, na tzv. tekutinové, resp. kapalinové chladiče, nebo se může jednat o systém chlazení založený na odpařování, resp. kondenzaci.

Jak ukazuje obr. 1.1, pasivní chladiče mají co největší povrch (např. v podobě žebér, lamel nebo prutů) a vyrábějí se z materiálů s vysokou tepelnou vodivostí (hliník, měď, apod.). Často se pak tyto materiály kombinují, kdy např. měď slouží jako základna a hliník je použit na žebra chladiče. Slitiny hliníku se používají také z důvodu pevnosti a lehkosti, naopak užití mědi je tam, kde je potřeba lepší tepelná vodivost nebo menší tloušťka žebér. Aktivní chladiče (např. ventilátory, obr. 1.2) generují na místo určené k ochlazení proud tekutiny z okolí. Kombinované chlazení pak představuje konstrukci, kdy je na pasivní chladič nasazen chladič aktivní, který vytváří proud vzduchu procházející pasivním chladičem, a tak dochází ke zvýšení účinnosti při odvodu nežádoucího tepla, [1].

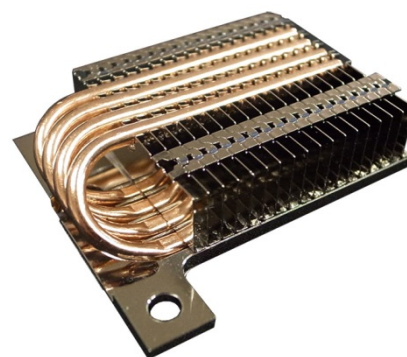
Kapalinové chlazení (mikro) elektroniky je uzavřená soustava, kterou proudí teplosměnné médium (nejčastěji destilovaná voda, nebo kapalina upravená tak, aby nebyla elektricky vodivá, či v extrémních případech kapaliny pod bodem mrazu, jako je tekutý dusík či oxid uhličitý). Okruh se skládá z čerpadla, chladičů na jednotlivé chlazené komponenty, velkého pasivního chladiče (tzv. „radiátor“), který může obsahovat i chladiče aktivní, a případně může být v obvodu i expanzní nádoba, díky níž se dá lépe kontrolovat a doplňovat chladicí kapalina, [1,2].



Obr. 1.1: Tvar pasivního chladiče
https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Pasivni_chladic.jpg (citováno 1.7.2017)



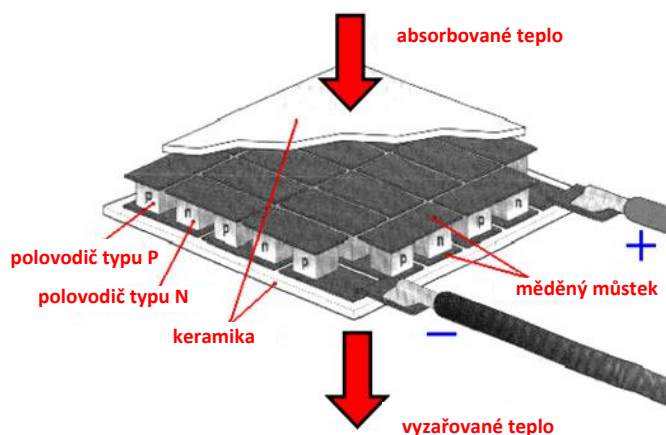
Obr. 1.2: Aktivní chladič ze zdroje
https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Aktivni_chladic.jpg (citováno 1.7.2017)



Obr. 1.3: Heat pipes, [4]

K chlazení elektroniky lze rovněž účinně použít tzv. tepelné trubice (anglicky *heat pipes*, viz obr. 1.3), kdy se jedná o hermeticky uzavřenou trubici, ve které je pracovní látka (voda, alkohol, propanbutan, freon apod.), resp. malé množství kapalné pracovní látky a zbytek prostoru je vyplněn jejími parami. Tyto tepelné trubice dokáží přenášet velké tepelné výkony při zachování malého rozdílu teplot (běžně kolem 2°C). Přenos tepla je pak založen na odpařování a kondenzaci, kdy je ohříváný konec upevněn níže a chlazený výše, tak aby kondenzát mohl stékat zpět. Heat pipes se používají převážně pro převod tepla od základny chladiče k žebřím chladiče, které jsou umístěny dál od základny a více ve volném prostoru a díky tomu se mohou lépe chladit [1,3,4].

Další možnost chlazení elektroniky nabízejí Peltierovy články, tj. termoelektrické články využívající Peltierova jevu². Peltierův článek se skládá ze dvou polovodičových tělísek a spojovacího můstku, které zprostředkovávají jak přívod elektrické energie, tak absorbují a vyzařují teplo. Peltierovy články se obvykle spojují do série ve větší celky, tzv. chladičí termobaterie umožňující reverzní režim, kdy otočením polarity napájecího proudu můžeme topit nebo chladit. Výhodou Peltierových termobaterií je soustředění chladičího nebo topného účinku na velmi malou plochu. Zařízení je spolehlivé a teplota se dá regulovat změnou velikosti napájecího proudu. Baterie mají plochý tvar, takže ohřev nebo chlazení dané plochy je rovnoměrné, [5-7].



Obr. 1.4: Chladičí termobaterie, [7]

V případě odvodu tepla z (mikro) elektroniky instalované v kosmických sondách a družicích probíhá chlazení uvnitř sondy obvykle pomocí cirkulace³ kapaliny zahřívány komponenty. Tato kapalina jde posléze do chladiče, ze kterého je odpadní teplo vyzářeno do kosmického prostoru⁴. Protože se ve venkovním prostoru tlak blíží vakuu, je jediným mechanismem přenosu tepla z chladiče právě radiace⁵. Radiační výměna pak velmi závisí na povrchových vlastnostech chladiče, které lze zvýšit např. speciálními nátěry a povrchovými úpravami, např. [8-10]. Obr. 1.5 ukazuje družici Trace Gas Orbiter, kde je na obr. (a) viditelný radiační chladič, na obr. (b) naopak solární panely určené pro dobíjení systémů potřebných pro provoz družice. Oproti panelům natočeným ke Slunci (jeho odraz je na panelech viditelný), jsou chladiče od Slunce odkloněny, aby nedocházelo k jejich ohřevu.

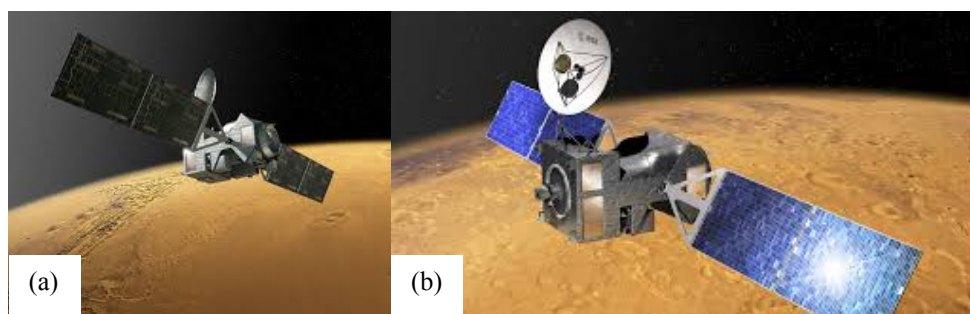
² Peltierův jev popisuje vznik nebo zánik tepla na styku dvou vodičů při průchodu elektrického proudu. Byl objeven r. 1834 francouzským fyzikem Jeanem Charlesem Athanasem Peltierem (1785-1845).

Jeho opakem je jev Seebeckův, kdy vzniká termoelektrické napětí v obvodu skládajícím se ze dvou vodičů, jejichž spoje se nacházejí v místech s různou teplotou. Oba děje jsou vratné.

³ Tato cirkulace musí být podpořena např. ventilátorem, protože v kosmu neexistuje z důvodu absence gravitačního pole přirozené proudění tekutiny právě vlivem gravitačních sil.

⁴ V kosmickém prostoru (anglicky *outer space* či *deep space*) je téměř dokonalé vakuum (v 1 m³ je pouze 1 atom hmoty) a teplota se blíží 0 K.

⁵ Ve vakuu nelze uplatnit jiné způsoby přenosu tepla, tj. konvekci či kondukci.



Obr. 1.5: Sonda Trace Gas Orbiter kroužící kolem planety Mars, (a) pohled na chladiče, (b) pohled na solární panely s odrazem slunečního světla, zdroj esa.int

Pokud se nebudeme zaměřovat na chladiče jakožto přístroje, ale problematiku budeme sledovat z pohledu možnosti zvýšení přenosu tepla, zvláště pak na zařízeních o velikosti řádově μm - mm , je vhodné, aby v nich používané teplosměnné médium mělo turbulentní charakter. Toho však nelze dosáhnout v takto malých rozměrech, kde je proudění obvykle laminární (Reynoldsovo číslo bývá obvykle v řádech 10^2 a je tak velmi nízké pro zahájení přechodu do turbulence). Laminární charakter proudění pak lze rozrušit přidáním turbulizujících prvků, jako jsou např. turbulizační pásy, zdrsňení povrchu, popř. trysky generující proudy pulzačního charakteru. Přenos tepla lze také zvýšit přidáním nanočástic do chladicího média. V literatuře pak lze najít mnoho příkladů řešení tohoto problému, a to jak experimentálně, tak numericky.

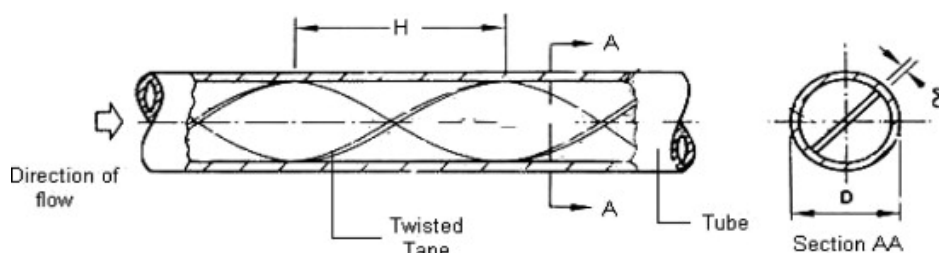
Numerickou analýzu součinitele přestupu tepla pro laminární, přechodové i turbulentní proudění v kruhovém kanálu provedl ve své práci [11] Abraham.

Experimentální určení přenosu tepla v kruhových trubiciích opatřených turbulizační páskou (twisted tape) je uvedeno v pracích [12-14] (v těchto pracích byla použita voda jako pracovní medium). Bharadwaj [12] uvádí zvýšení přenosu tepla až 600 % v případě laminárního a 140 % v případě turbulentního proudění v porovnání s hladkou trubicí. Eiamsa-ard pak zkoumal zvýšení přenosu tepla a třecí ztráty v případě různých geometrií turbulizačních pásek (delta-winglet twisted tape [13], nebo counter/co-swirl tapes [14]). Hodnoty Nusseltova čísla a třecího faktoru se zvyšovaly s poklesem poměru y/w (twist ratio) a zvyšováním poměru d/w (wing cut ratio) [13]. V případě geometrie counter-swirl tapes se přenos tepla zvýšil o (12,5-44,5) % v porovnání s uspořádáním co-swirl tapes, resp. o (17,8-44,5) % v porovnání s jednou turbulizační páskou (single twisted tape), [14].

Přidání nanočástic⁶ Al_2O_3 do vody, jakožto chladicího média, pro zvýšení přenosu tepla popisují např. práce [15-18]. Při porovnání s čistou vodou došlo ke zvýšení přenosu tepla o 32 % [16].

⁶ Autorka se ve své pedagogické, resp. výzkumné činnosti také zabývá zkoumáním tepelné vodivosti nanokapalin; byla vedoucí bakalářské práce A. Žemličkové *Experimentální určení termo-fyzikálních vlastností látek*, 2017. A. Žemličková pod vedením autorky v této práci pokračuje i v rámci navazujícího magisterského programu.

Dalším případem zvýšení přenosu tepla je možnost využití syntetizovaných proudů, viz Timchenko [19, 20], Yu [21], či Tan [22]. Více o syntetizovaných proudech popisuje kapitola 3.



Obr. 1.6: Schéma uložení turbulizační pásky (twisted tape) v trubici, [12]

1.1 MOTIVACE A CÍLE PRÁCE

Autorka se ve svém výzkumu na Katedře energetických zařízení zabývá především experimentálním výzkumem rychlostních a teplotních polí a vyšetřováním součinitele přestupu tepla. Ve svém výzkumu se zaměřuje na použití syntetizovaných proudů (spadajících do kategorie periodických turbulentních proudů), které používá jednak pro intenzifikaci přestupu tepla, ale také pro směrování primárního proudu (tzv. jet vectoring).

Z předchozích výzkumů, např. výše zmíněné práce [19-22], vyplývá, že k největší účinnosti odvodu tepla z teplosměnných ploch dochází právě při použití turbulentního proudění, které proudí kolem těchto ploch, popř. na ně přímo dopadá (tzv. impaktní proudy). Práce se proto zabývá určením součinitele přestupu tepla na zahřívané desce, která je ochlazovaná kolmo dopadajícím syntetizovaným, resp. kontinuálním proudem. Součinitel přestupu tepla je možno měřit různými experimentálními metodami, ale lze ho také určit pomocí analogie s přestupem hmoty.

Další motivací pro tuto práci bylo použití moderních experimentálních metod, kterými disponuje Katedra energetických zařízení, popř. pracoviště s katedrou spolupracující, a se kterými autorka seznamuje studenty v rámci předmětů *Technická měření*, *Experimentální metody* či *Experimentální mechanika tekutin*. Mezi tyto metody patří zvláště termooanemometrie a digitální holografická interferometrie.

Hlavními cíli práce je:

- 1) **Ukázat možnosti využití termooanemometrie** v režimu konstantní teploty **pro experimentální určení součinitele přestupu tepla**. Ten je měřen na zahřívané desce, na kterou dopadá syntetizovaný proud, resp. proud z kontinuální trysky při stejných parametrech nastavení (tj. stejná hodnota Re syntetizovaného i kontinuálního proudu, stejné nastavení hodnoty teploty desky, stejné nastavení parametrů termooanemometru).

- 2) **Ukázat možnosti digitální holografické interferometrie** pro její využití **při měření nestacionárních teplotních polí v tekutinách.**
- 3) Zapojení studentů do výzkumu dané problematiky.

1.2 VÝCHOVA STUDENTŮ

Autorka byla školitelem, konzultantem či školitelem specialistou několika bakalářských, diplomových a dizertačních prací na Technické univerzitě v Liberci, jejichž témata úzce souvisela s popisovanou problematikou syntetizovaných proudů, určením součinitele přestupu tepla, vyšetřováním rychlostních či teplotních polí a/nebo v této práci použitými experimentální metodami.

V rámci těchto kvalifikačních prací bylo navrženo a zkonstruováno několik akčních členů syntetizovaného proudu a experimentálních zařízení pro měření součinitele přestupu tepla. Studenti byli seznámeni s danou problematikou nejen z pohledu mechaniky tekutin, ale také z pohledu přenosu tepla. Studenti byli v rámci studia, různých seminářů a projektů katedry seznamováni s experimentálními metodami používanými na KEZ, a zvláště pak v laboratoři „Optických a vizualizačních metod“, kde je autorka odpovědnou osobou.

Autorka své studenty také zapojuje do různých projektů řešených na KEZ, ať už se jedná o VaV činnosti, či projekty spolupráce s průmyslem, ve kterých studenti mohou využít svých teoretických znalostí, ale i znalosti různých experimentálních metod.

Předložená práce přináší nejen sumarizaci, tzv. „state of art“, dané problematiky, stručné vysvětlení principu a použití experimentálních metod, ale také souhrn autorčiných původních výsledků a nové poznatky. Může tak sloužit k výchově studentů a mladých vědeckých pracovníků nejen na Katedře energetických zařízení TUL.

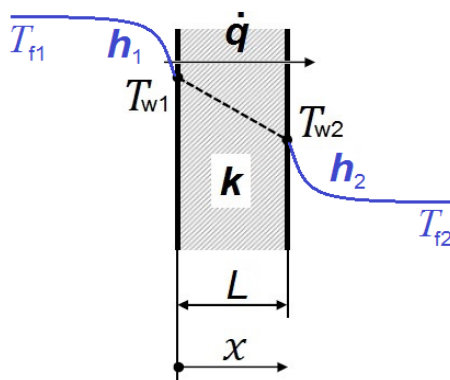
2. ZÁKLADY TEORIE SDÍLENÍ TEPLA

Přenos (sdílení) tepla je nauka o šíření tepla v prostoru a v čase. Ve smyslu druhého zákona termodynamiky se teplo samovolně šíří z místa o vyšší teplotě do místa s teplotou nižší. V závislosti na prostředí, ve kterém se tento jev uskutečňuje, a jeho fyzikální podstatě, lze sdílení tepla rozdělit na 3 základní mechanizmy:

- *Sdílení tepla vedením*, neboli kondukce, ke kterému dochází v tuhé fázi, nebo v klidové kapalně i plynné fázi v důsledku konečného rozdílu teploty. Přenos tepla zde nezávisí na pohybu tělesa nebo jeho částic.
- *Sdílení tepla prouděním* (konvekce) se vyskytuje v důsledku konečného rozdílu teploty u proudících plynů a kapalin. Konvekce se uskutečňuje díky pohybu molekul látky o různé teplotě.
- *Sdílení tepla zářením* (radiace) je uskutečněno elektromagnetickým vlněním určité vlnové délky. Radiace je pak jediný způsob přenosu tepla ve vakuu.

V praxi se na přenosu tepla podílí všechny tři způsoby současně, ale jejich podíl nemusí být rovnoměrný. V případě, že jeden způsob přenosu tepla převažuje nad ostatními, lze výpočet zjednodušit právě na onen převažující případ [23].

Tato habilitační práce je zaměřena na experimentální určení součinitele přestupu tepla na zahříváné stěně, na kterou dopadá syntetizovaný, resp. kontinuální proud, a proto se další text bude detailněji zabývat přenosem tepla prouděním. Pozornost bude rovněž věnována přenosu tepla vedením, jehož pochopení je nutné pro nastavení teploty drátku termoanemometrické sondy nalepené na desce.



Obr. 2.1: Schéma prostupu tepla rovinovou stěnou: modrá křivka představuje konvekci, černá čárkovaná kondukci

2.1 SDÍLENÍ TEPLA PROUDĚNÍM

Ke sdílení tepla prouděním (dále v textu jako konvekce) dochází při styku pohybujícího se média¹ s pevnou stěnou (obr. 2.1). Konvekce je vždy spojena se sdílením tepla vedením.

Konvekci lze podle budícího mechanismu rozdělit na:

- *přirozenou* (volnou), kdy proudění média je způsobeno změnou hustoty v důsledku změny teploty²,
- *nucenou*, kdy proudění média je vyvoláno vnějším působením, např. čerpadlem, ventilátorem, anebo pohybem tělesa, kolem kterého se médium nachází.

Roku 1701 Newton³ navrhl vztah pro konvektivní chlazení zahřívaného tělesa jako [24]:

$$\frac{dT_w}{d\tau} \propto T_w - T_f, \quad (2.1)$$

kde T_w , T_f (K) je teplota (stěny) tělesa, resp. teplota neovlivněného proudu tekutiny. Vztah (2.1) říká, že energie proudí z tělesa. Pokud je však energie tělesa neustále doplňována, nemusí se jeho teplota měnit. V případě nestlačitelného tělesa, kdy dochází ke změně vnitřní energie U v čase τ , a předpokladu rovnosti měrných tepelných kapacit $c_p = c_v = c$ lze psát první zákon termodynamiky jako:

¹ Studenti mají často zažité nepřesné tvrzení, že ke konvekci dochází pouze při styku kapaliny/plynu s pevnou stěnou. Toto tvrzení však není přesné, jelikož pro vznik konvekce je nutný právě pohyb média (což může být i písek pohybující se kolem stěny vlivem gravitace). V případě tekutiny, která se u stěny nepohybuje, tedy ke konvektivnímu přenosu tepla nedochází.

Bilanci přenosu tepla pak popisuje Fourier-Kirchoffova (F-K) rovnice:

$$\underbrace{\rho c_p \frac{\partial T}{\partial \tau}}_A + \underbrace{\rho c_p w \cdot \nabla T}_B = \underbrace{k \nabla^2 T}_C + \underbrace{2\mu \vec{\Delta} : \vec{\Delta}}_D + \underbrace{Q^g}_E,$$

kde člen A vyjadřuje rychlost akumulace entalpie všemi zdroji s výjimkou záření, člen B rychlost konvektivního přívodu entalpie, člen C rychlost konduktivního přívodu tepla, člen D rychlost disipace mechanické energie a člen E objemový zdroj tepla. V případě tuhých látek, ve kterých dochází k vedení tepla, jsou v této rovnici dominantní členy A , C a E , členy B a D lze naopak zanedbat, v případě stacionárního případu lze pak zanedbat i člen A , protože $\frac{\partial T}{\partial \tau} = 0$. Pro stacionární případ vedení tepla bez zdroje tepla pak F-K rovnice přechází v rovnici Laplaceovu $\nabla^2 T = 0$. Pro konvektivní přenos tepla je naopak důležitý člen B , ve kterém veličina w ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) udává rychlost pohybujícího se média, a pro případ proudění viskózní tekutiny i člen D , kde μ (Pa·s) popisuje její viskozitu.

² Obecně pro tekutiny lze změnu relativního objemu, resp. hustoty odpovídající změně teploty při konstantním tlaku vyjádřit pomocí izobarické teplotní roztažnosti jako $\gamma = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$. V konkrétním případě vzduchu za běžných podmínek, kdy lze vzduch považovat ideální plyn, platí $\gamma = \frac{1}{T}$ a $v = \frac{rT}{p}$. Závislost hustoty a teploty lze tedy vyjádřit jako $\left(\frac{\partial v}{\partial \rho} \right)_p = \frac{r}{T}$, resp. $\rho = \frac{p}{rT}$.

³ Sir Isaac Newton (4.1.1643, resp. 25.12.1642 (podle tehdy užívaného Juliánského kalendáře) – 31.3.1727, resp. 20.3.1727) byl anglický fyzik, matematik, astronom, alchymista a teolog. Jeho publikace *Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica*, vydaná v roce 1687, položila základy klasické mechaniky a dnes bývá řazena mezi nejdůležitější knihy v historii vědy, [25].

$$\dot{Q} = \frac{dU}{d\tau} = mc \frac{dT}{d\tau} . \quad (2.2)$$

S pomocí rovnice (2.2) lze rovnici (2.1) přepsat jako:

$$\dot{Q} \propto T_w - T_f . \quad (2.3)$$

Pokud bude tepelný tok \dot{Q} vztažen na plochu A , bude rovnice (2.3) přeformulována jako:

$$\dot{q} = h(T_f - T_w) , \quad (2.4)$$

kde \dot{q} ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) je hustota tepelného toku, h ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$) je součinitel přestupu tepla (v české literatuře rovněž uváděn jako α). Rovnice (2.4) je velmi často označována jako Newtonův ochlazovací zákon, popř. Newtonův zákon ochlazování, avšak Newton tuto rovnici takto nikdy neformuloval [24].

Součinitel přestupu tepla h závisí obecně na velkém množství faktorů (např. rychlost proudění tekutiny, tepelná vodivost, hustota, tlak a viskozita tekutiny, měrné teplo, nebo charakteristický rozměr tělesa, na který tekutina dopadá), a tak je vhodnější chápat rovnici (2.4) spíše jako definici součinitele přestupu tepla, než jako zákon, [26].

V inženýrské praxi stále nejpoužívanější metoda pro určení součinitele přestupu tepla h je založena na výpočtech pomocí tzv. kritériálních rovnic. Pro správnou aplikaci kritériálních rovnic je nezbytné správné určení významných parametrů úlohy. Kromě tzv. charakteristického rozměru se jedná zejména o tzv. určující teplotu – tou může být např. střední teplota v mezní vrstvě určená rovnicí (2.5), na jejímž základě lze posléze definovat termofyzikální vlastnosti tekutiny, které se použijí pro výpočet požadovaných kritériálních čísel.

$$t_u = \frac{t_f + t_w}{2} \quad (2.5)$$

V případě nucené konvekce (na desku dopadající proud) jsou důležité následující rovnice, resp. podobnostní čísla:

- *Reynoldsovo*⁴ číslo, tj. poměr setrvačných a třecích sil, které působí na element tekutiny:

$$\text{Re} = \frac{wL}{\nu} . \quad (2.6)$$

⁴ Osborne Reynolds (23.8.1842 – 21.2.1912), anglický fyzik, zabýval se mechanikou, elektřinou a hydromechanikou.

- *Prandtlovo*⁵ číslo vyjadřuje poměr viskozity k termální difuzivitě, tj. charakterizuje fyzikální vlastnosti tekutiny při konvektivním a difuzním přenosu tepla:

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{a} . \quad (2.7)$$

kde a ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) teplotní vodivost (v literatuře také označována jako teplotní/termální difuzivita, z anglického *thermal diffusivity*) je vyjádřena jako $a = \frac{k}{\rho c_p}$, k ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) je tepelná vodivost.

- *Nusseltovo*⁶ číslo charakterizuje přestup tepla konvekcí mezi pohybujícím se médiem a prostředím, kolem kterého se toto médium pohybuje:

$$\text{Nu} = \frac{hL}{k} = f(\text{Pr}, \text{Re}) . \quad (2.8)$$

Součinitel přestupu tepla lze také získat z analogie přenosu tepla a hmoty, viz [27]. Z experimentálních výsledků lze pak obecně definovat empirickou rovnici pro výpočet Nusseltova čísla v případě nucené konvekce jako:

$$\text{Nu} = C \cdot \text{Re}^m \cdot \text{Pr}^n . \quad (2.9)$$

Přenos hmoty lze pak vyjádřit v obdobné formě jako rovnici (2.9), tj.:

$$\text{Sh} = C \cdot \text{Re}^m \cdot \text{Sc}^n . \quad (2.10)$$

Jak je patrné z poměru rovnic (2.9) a (2.10), lze výsledky získané z experimentů pro přenos hmoty přepočíst na odpovídající data pro přenos tepla jako:

$$\frac{\text{Sh}}{\text{Sc}^n} = \frac{\text{Nu}}{\text{Pr}^n} , \quad (2.11)$$

kde C (1) je konstanta, Sh , Sc je Sherwoodovo⁷, resp. Schmidtovo⁸ číslo. Koeficienty m , n byly stanoveny empiricky v rozsahu (0.5-0.8), resp. (0.33-0.42), [27].

⁵ Ludwig Prandtl (4.2.1875 – 15.8.1953), německý fyzik, věnoval se mj. teorii mezních vrstev a turbulentního proudění.

⁶ Wilhelm Nusselt (25.11.1882 – 1.9.1957), německý inženýr, zabýval se analogií mezi přenosem tepla a hmoty, konvektivním přestupem tepla a vytvořil základní teorii regenerátorů tepla, [28].

⁷ Thomas Kilgore Sherwood (25.6.1903-14.1.1976), americký chemik.

Sherwoodovo číslo vyjadřuje poměr přenosu hmoty k molekulární difuzi; charakterizuje intenzitu přenosu hmoty na rozhraní fází. $\text{Sh} = \beta L/D$, kde β je součinitel přenosu hmoty, L charakteristický rozměr, D molekulární difuzivita, [28].

Porovnání rovnic (2.9) a (2.10), ze kterého vyplývá rovnice (2.11) tvoří základ pro Chilton⁹-Colburn J-faktor analogii¹⁰, která předpokládá stejné mechanismy přenosu mezi teplem, hybností a přenosem hmoty, resp. mezi sebou souvisejícími koeficienty přenosu tepla a přenosu hmoty a tření. Chilton-Colburn J-faktor analogii lze odvodit na základě následujících kroků:

- 1) Rovnice pro přenos tepla v turbulentním režimu proudění v případě nucené konvekce, tzv. Sieder-Tateova rovnice bere do úvahy změnu viskozity (μ a μ_s) vzhledem ke změně teploty mezi průměrnou teplotou v daném objemu tekutiny a teplotou na stěně, kde dochází k přenosu tepla:

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{\frac{1}{3}} \phi_v, \quad (2.12)$$

kde $\phi_v = \left(\frac{\mu}{\mu_s}\right)^{0.14}$. Její platnost je pro $Re > 10\,000$ a $0.5 < Pr < 100$. Rovnici (2.12) pak lze dále upravit na tvary:

$$\frac{Nu}{Re \cdot Pr} = 0.023 \frac{Re^{0.8} Pr^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\mu}{\mu_s}\right)^{0.14}}{Re \cdot Pr} \quad (2.13 a)$$

$$Sn \cdot Pr^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\mu}{\mu_s}\right)^{-0.14} = 0.023 Re^{-0.2}, \quad (2.13 b)$$

kde Sn je Stantonovo¹¹ číslo. Pro oblast turbulentního proudění, lze rovnici (2.13 b) přepsat na empirickou rovnici dávající do poměru součinitel tření f a Re :

$$\frac{f}{2} = 0.023 Re^{-0.2}, \quad (2.14 a)$$

$$\frac{f}{2} = Sn \cdot Pr^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\mu}{\mu_s}\right)^{-0.14} = 0.023 Re^{-0.2}. \quad (2.14 b)$$

⁸ Ernst Heinrich Wilhelm Schmidt (11.2.1892-22.1.1975), německý inženýr, termodynamik a vysokoškolský pedagog.

Schmidtovo číslo vyjadřuje poměr kinematické viskozity, či přenosu impulsu vnitřním třením, k molekulární difuzivitě; charakterizuje vztah mezi přenosem látky a hybností v přenosu hmoty. $Sc = \nu/D$, kde ν je kinematická viskozita, D difuzivita, [28].

⁹ Thomas H. Chilton (14.8.1899 – 15.12.1972), americký chemik. Je považován za zakladatele moderního chemického inženýrství.

¹⁰ Nejpoužívanější analogie, která je založena na experimentálních datech získaných pro plyny a kapaliny jak v laminárních, tak turbulentních oblastech.

¹¹ Sir Thomas Edward Stanton (1865-1931), anglický fyzik.

Stantonovo číslo vyjadřuje poměr tepla přenášeného systémem konvekci k tepelné kapacitě teplotnosného prostředí, [28]. $Sn = \frac{h}{c_p \rho_w} = \frac{Nu}{Re \cdot Pr}$.

Rovnice (2.14 b) se nazývá J-faktor (J_H) pro přenos tepla.

- 2) Podobným způsobem lze dát do poměru přenos hmoty a hybnosti pomocí rovnice pro přenos hmoty v tekutinách:

$$\frac{k'_c D}{D_{AB}} = 0.023 \text{Re}^{0.83} \text{Sc}^{\frac{1}{3}} \quad (2.15)$$

Úpravou rovnice (2.15), resp. jejím vydělením vztahem ($\text{Re} \cdot \text{Sc}$) dostaneme:

$$\frac{k'_c}{w} \text{Sc}^{\frac{2}{3}} \text{Re}^{0.03} = 0.023 \text{Re}^{-0.2} . \quad (2.16 \text{ a})$$

Za předpokladu $\text{Re}^{0.03} = 1$ přejde rovnice (2.16 a) do tvaru:

$$\frac{k'_c}{w} \text{Sc}^{\frac{2}{3}} = 0.023 \text{Re}^{-0.2} . \quad (2.16 \text{ b})$$

Pokud platí rovnice (2.14 a), lze rovnici (2.16 b) přepsat jako:

$$\frac{k'_c}{w} \text{Sc}^{\frac{2}{3}} = \frac{f}{2} , \quad (2.17 \text{ a})$$

$$\frac{f}{2} = \frac{k'_c}{w} \text{Sc}^{\frac{2}{3}} = 0.023 \text{Re}^{-0.2} . \quad (2.17 \text{ b})$$

Rovnice (2.17 b) se nazývá J-faktor (J_D) pro přenos hmoty.

- 3) Za předpokladu rovnosti rovnic (2.14 b) a (2.17 b) platí:

$$\frac{f}{2} = \frac{h}{c_p \rho w} \text{Pr}^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\mu}{\mu_s} \right)^{-0.14} = \frac{k'_c}{w} \text{Sc}^{\frac{2}{3}} , \quad (2.18)$$

přičemž předpokládáme $\left(\frac{\mu}{\mu_s} \right)^{-0.14} = 1$, pak:

$$\frac{f}{2} = \underbrace{\frac{h}{c_p \rho w} \text{Pr}^{\frac{2}{3}}}_{J_H} = \underbrace{\frac{k'_c}{w} \text{Sc}^{\frac{2}{3}}}_{J_D} . \quad (2.19)$$

Rovnice (2.19) platí v následujících intervalech: přenos tepla $10\,000 < \text{Re} < 300\,000$, $0.6 < \text{Pr} < 100$, přenos hmoty $2\,000 < \text{Re} < 300\,000$, $0.6 < \text{Sc} < 2\,500$.

- 4) Vztah mezi přenosem tepla a hmoty tedy vyplývá z rovnice (2.19) a definic jednotlivých čísel:

$$\frac{Nu}{Re \cdot Pr} Pr^{\frac{2}{3}} = \frac{Sh}{Re \cdot Sc} Sc^{\frac{2}{3}} \quad (2.20 \text{ a})$$

$$\frac{Nu}{Re \cdot Pr^{\frac{1}{3}}} = \frac{Sh}{Re \cdot Sc^{\frac{1}{3}}} \quad (2.20 \text{ b})$$

Rovnice (2.20 b) pak odpovídá rovnici (2.11).

2.2 SDÍLENÍ TEPLA VEDENÍM

Sdílení tepla vedením (kondukce) je přenos energie interakcí mezi atomy a molekulami klidového spojitého prostředí způsobený nerovnoměrným rozpoštěním teplot. V určitém okamžiku lze stanovit v každém místě teplotního pole tepelný tok \dot{Q} (x, y, z) (W), viz [26]. Hustota tepelného toku \dot{q} (W·m⁻²) je pak definována jako tepelný tok vztažený na jednotku plochy kolmou na směr toku.

V roce 1822 Fourier¹² definoval vztah mezi hustotou tepelného toku a gradientem teploty jako:

$$\vec{q} = -k \nabla T \quad (2.21)$$

kde k (W·m⁻¹·K⁻¹) je součinitel tepelné vodivosti materiálu.

Rovnici (2.21) lze pro 1D rovinnou stěnu zobecnit na:

$$\dot{q} = \frac{k}{L} (T_{w1} - T_{w2}) \quad (2.22)$$

kde L (m) je tloušťka stěny, T_{w1} a T_{w2} (K) jsou teploty na stěně, přičemž $T_{w1} > T_{w2}$ (obr. 2.1).

V případě časově neustáleného vedení tepla, které je charakterizováno nestacionárním teplotním polem, je toto teplotní pole bez zdrojů tepla vyjádřeno Fourierovou rovnicí, [23]:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \nabla^2 T \quad (\text{K} \cdot \text{s}^{-1}), \quad (2.23)$$

¹² Jean Baptiste Joseph Fourier (21.3.1768 – 16.5.1830), francouzský matematik a fyzik, zabýval se zkoumáním Fourierových řad a jejich aplikací k problémům toků tepla, [29].

Pro nestacionární vedení tepla se zavádějí následující podobnostní čísla:

- *Biotovo*¹³ číslo dává do poměru konvekci a kondukci:

$$Bi = \frac{hL}{k}, \quad (2.24)$$

kde k ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) je tepelná vodivost pevné fáze otékané tekutinou.

- *Fourierovo číslo*, vyjadřuje poměr času probíhajícího tepelného procesu k času molekulární difuze tepla

$$Fo = \frac{a\tau}{L^2} = \frac{k\tau}{\rho c_p L^2}, \quad (2.25)$$

kde τ (s) je čas, [28].

¹³ Jean-Baptiste Biot (21.4.1774 – 3.2.1862), francouzský fyzik, astronom a matematik.

3. TEKUTINOVÉ PROUDY

Tekutiny¹ jsou látky, jejichž soudržnost vůči sousedním částicím je velmi malá, a proto se na rozdíl od pevných látek vyznačují schopností se pohybovat, téci. Jsou schopné měnit svůj tvar a přizpůsobit se tvaru nádoby, ve které se nacházejí. Tekutiny lze rozdělit na kapaliny, plyny, páry, plazmu a přechodové stavy mezi těmito fázemi, [30, 31].

Pro technickou praxi lze zanedbat molekulární struktury a tekutina je pak považována za spojitě prostředí – kontinuum, [32].

Podle kombinace mezi stlačitelností a viskozitou² lze definovat čtyři základní modely tekutin, a to ideální kapalinu (nevazká, nestlačitelná), ideální plyn (nevazký, stlačitelný), reálnou kapalinu (vazká, nestlačitelná) a reálný plyn (vazký, stlačitelný), [30].

Za předpokladu proudění reálné (vazké) tekutiny s velkým rychlostním gradientem se v této tekutině vyskytují tenké oblasti s výrazným projevem viskozity. Tyto oblasti se nazývají tenké smykové vrstvy (z anglického *thin shear layer*), [31]. V závislosti na vlivu stěn lze tenké smykové vrstvy rozdělit na *smykové vrstvy u dvou stěn* (např. proudění ve vstupní části do kanálů či potrubí), *smykové vrstvy u jedné stěny* (v blízkosti obtékaného povrchu tělesa pak lze hovořit o mezní vrstvě, anglicky *boundary layer*) a *smykové vrstvy bez vlivu pevných stěn* (v literatuře rovněž označované jako volné smykové proudy, či zatopené proudy, popř. paprsky, tj. proudy tekutiny vtékající do téže, popř. jiné tekutiny, kde však není vliv stěn, do této skupiny rovněž patří úplavy a směšovací mezní vrstvy), [31]. Proudění z trysky pak lze považovat za případ tenkých smykových vrstev bez vlivu pevných stěn, a to konkrétně za zatopený proud.

¹ Pohyb tekutin lze obvykle popsat pomocí Eulerova přístupu (tento princip se používá v CFD simulacích pomocí FVM), kdy sledujeme kontrolní objem a v něm pohybující se částice za daný časový úsek. Opakem je pak přístup Lagrangeův, kdy je naopak sledována částice pohybující se v prostoru za daný časový úsek (viz numerické simulace v mechanice pevných těles pomocí FEM, např. ohyb nosníků).

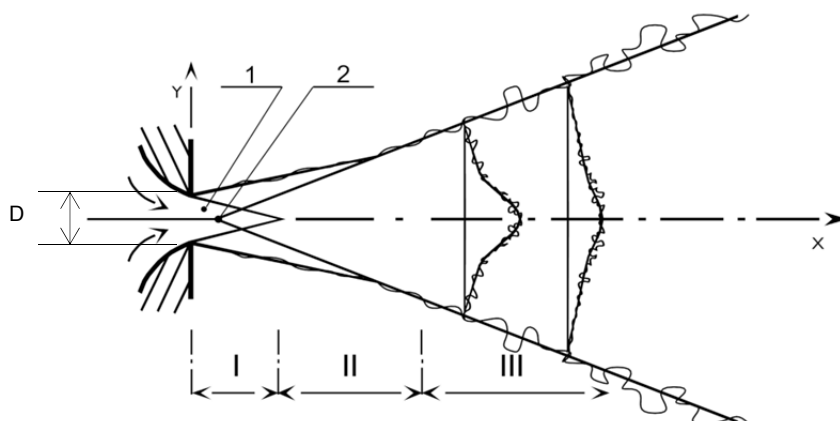
² Viskozita (vazkost, tření) se projevuje odporem proti pohybu částic reálných tekutin, udává poměr mezi tečným (smykovým) napětím τ (Pa) a gradientem rychlosti v kolmém směru na pohyb tekutiny $\frac{dv}{dy}$, (s^{-1}). Závislost tečného napětí na viskozitě vyjadřuje Newtonův zákon kapalinového tření $\vec{\tau} = \lambda \delta \vec{tr} \vec{\Delta} + 2\eta \vec{\Delta}$ kde η ($N \cdot s \cdot m^{-2} = Pa \cdot s$) je dynamická viskozita a λ ($kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$) je tzv. druhá viskozita (second coefficient of viscosity), někdy také označovaná jako objemová viskozita (bulk viscosity) nebo expanzní viskozita (expansion viscosity). Tekutiny, které se řídí tímto zákonem, se nazývají Newtonovské. Je však nutné zdůraznit, že takto definovaný vztah pro tečné napětí platí pouze pro laminární proudění tekutin. Velmi často se lze také setkat s pojmem kinematická viskozita ν ($kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1} \cdot m^3 \cdot kg^{-1} = m^2 \cdot s^{-1}$), která je definována jako $\nu = \frac{\eta}{\rho}$, kde ρ ($kg \cdot m^{-3}$) je hustota dané tekutiny. Názvy viskozit pak vyplývají z obsažených jednotek, a to jednotky síly, resp. hmotnosti u dynamické viskozity a dráhy a času u viskozity kinematické, [30].

3.1 ZATOPENÝ PROUD

Proud tekutiny z trysky (otvoru) vytékající do stejné, popř. odlišné tekutiny (kapalina - kapalina, kapalina - plyn, plyn - plyn) spadá do kategorie tzv. zatopeného proudu. V případě této práce se pak jedná o proud vzduchu z trysky vytékající do okolního prostředí, tedy o rozhraní dvou proudů o různých rychlostech, přičemž druhý proud (tzv. klidná tekutina) má rychlost nulovou.

V závislosti na Reynoldsově čísle a geometrii trysky může mít vytékající proud laminární či turbulentní charakter³. V praktických aplikacích však ve většině případů dochází u laminárního proudění ke ztrátě stability, a tím pádem k přechodu do proudění turbulentního.

Obr. 3.1 schematicky znázorňuje zatopený proud, který se skládá z oblasti počáteční, přechodové a oblasti plně vyvinutého proudění. V *počáteční oblasti* dochází na hranici proudu ke směšování tekutiny vytékající z trysky s okolní klidnou tekutinou a dále strhávání této klidné tekutiny dovnitř proudu. V počáteční oblasti se nachází tzv. potenciální jádro proudu, v němž proudění není ovlivňováno viskozitou, protože pro osově symetrické proudění (viz obr. 3.1) platí $\frac{dv_y}{dx} = 0$, z čehož vyplývá $\tau = 0$. V okolí výtokového otvoru je definován tzv. virtuální počátek proudu – pomyslný průřezik prodloužených vnějších okrajů oblasti vyvinutého (turbulentního) proudění, [31].



Obr. 3.1: Schematické znázornění zatopeného proudu
1 potenciální jádro proudu, 2 virtuální počátek,
I počáteční oblast, II přechodová oblast, III oblast vyvinutého turbulentního proudění

V *přechodové oblasti* dochází k přechodu proudění z počáteční oblasti do oblasti plně vyvinutého proudu.

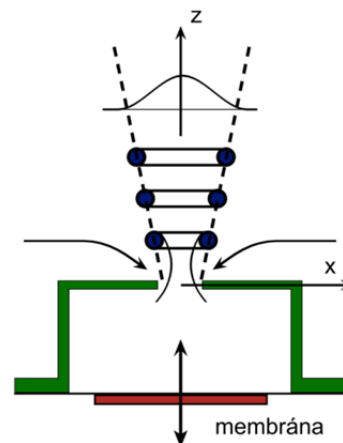
Oblast vyvinutého (turbulentního) proudění se vyznačuje za předpokladu bezrozměrných souřadnic podobnými, resp. splývajícími rychlostními profily podél osy x , [31]. V případě, že pokles rychlosti ve směru osy x v této oblasti odpovídá vztahu $\frac{v}{v_{\text{výstup}}} = \left(\frac{x}{D}\right)^{-1}$ (obr. 3.1, kde

³ Pro určení přechodu z proudění laminárního do turbulentního se uvádí tzv. kritické Reynoldsovo číslo. Studenti si z předmětu *Mechanika tekutin* nejčastěji zapamatují hodnotu $Re_{kr} \approx 2300$, přičemž si někteří z nich již neuvědomí, že tato hodnota platí pouze pro kruhové hladké potrubí. Pro osově symetrický zatopený proud je hodnota Re_{kr} v řádu desítek, pro obtékání rovinné desky pak cca $5 \cdot 10^5$, [30-32].

$v_{\text{výstup}}$ odpovídá výstupní rychlosti z trysky), jedná se o kontinuální osově symetrický plně vyvinutý turbulentní proud z kruhové trysky [34].

3.2 SYNTETIZOVANÝ PROUD

Příkladem zatopeného proudu je syntetizovaný proud (anglicky *synthetic jet* - SJ), což je speciální případ turbulentního proudu, který je generován z periodických pulsací tekutiny, která je cyklicky vyfukována a nasávána vhodným otvorem (tryskou), viz Smith a Glezer [35]. Na okraji akčního členu se ve fázi vyfukování začínají tvořit vírové prstence, které se vzájemně spojují (proto název syntetizovaný od slova syntéza – skládání), a tím pádem rostou. Vlivem disipativních procesů probíhajících v tekutině se však tyto zprvu velmi zřetelné vírové struktury v určité vzdálenosti od trysky rozpadají a ve větší vzdálenosti (cca $10D$) se pak ztrácí periodický charakter proudění. Proud tekutiny se poté svým charakterem blíží ustálenému výtoku z trysky.



Obr. 3.2: Schematické znázornění základního principu SJ

Důležité pro optimální funkci SJ je provést konstrukci a zvolit budicí frekvenci tak, aby zařízení pracovalo blízko rezonance, tj. zvolit frekvenci blízko vlastní frekvence pulzující tekutiny. Zařízení pracující v takovémto stavu dosahuje při stejném příkonu nejvyšší amplitudu rychlosti výtoku, a tak je hmotnostní tok tekutiny při daném výkonu maximální. Zařízení se vyznačuje generací proudu bez přívodu tekutiny. Ačkoliv je střední hmotnostní tok tryskou nulový, proto se SJ v anglické literatuře také nazývá proudem s nulovým hmotnostním tokem *zero-net-mass-flux* (ZNMF), v dostatečné vzdálenosti od trysky jsou již hmotnostní tok i hybnost proudu ve směru osy trysky nenulové. Tato vlastnost eliminuje potřebu potrubí pro přívod tekutiny a dává tak možnost mít proud tekutiny v zařízení k dispozici na právě požadovaném místě, [35-37]. Další z vlastností, která bývá využívána v aplikacích, je vysoká hodnota intenzity turbulence takto generovaného proudu tekutiny, což bývá využíváno hlavně při ohřevu či chlazení.

Zařízení SJ (označované také jako *aktuátory* či *akční členy* syntetizovaného proudu) mohou mít různé konstrukce a design, základní princip však zůstává stále stejný. Obr. 3.2 zobrazuje schématické znázornění SJ: utěsněná dutina akčního členu s výstupním otvorem na jedné straně a periodicky pohybující se membránou na straně druhé. Jako oscilační membránu lze použít piezokrystal, membránu reproduktoru, elektromagnet, píst či jiné zařízení, je však potřeba zvolit optimální typ a konstrukci vzhledem k předpokládanému rozsahu pracovní frekvence, pracovní teplotě, druhu pracovního média a požadovanému zatížení membrány.

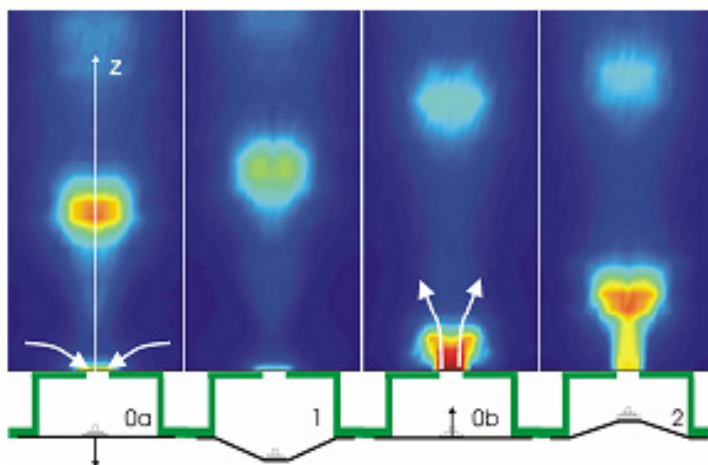
Pracovní cyklus SJ (znázorněný na obr. 3.3) začíná pohybem membrány z neutrální nulové polohy (pozice 0a) směrem dolů. Tento pohyb umožní nasátí tekutiny do dutiny akčního členu. Jakmile se membrána dostane do dolní úvratě (pozice 1), dochází k jejímu pohybu

směrem nahoru a tekutina je vyfukována ven z dutiny. Největší rychlost výfuku je v nulové poloze membrány (pozice 0b). Membrána se pohybuje směrem nahoru až do horní úvratě (pozice 2). Poté se začne pohybovat znovu směrem dolů, dojde k opětovnému nasávání tekutiny a celý proces se opakuje.

Pilotní projekty zabývající se problematikou syntetizovaných proudů se objevily již dlouho před tím, než byl termín *synthetic jet* zaveden. Jedna z prvních aplikací SJ byla popsána před 60 lety, viz Dauphinee [40], kde byla pro vytvoření proudu vzduchu v kalibračním zařízení pro teplotní sondy použita oscilující membrána. Přenos tepla na stěně syntetizovanými proudy a řízení mezní vrstvy pomocí SJ popisují např. práce [41, 42].

Vytváření proudů tekutin pomocí pulzujících pístů publikovali např. Mednikov a Novitskii [43] a Tesař [44, 45]. Pohyb proudu tekutiny může být vyvolán také akustickým vlněním, tzv. *acoustic streaming*, viz Meissner [46] a Lighthill [47], pomocí akustických vln - stojatých (Ingard [48]) nebo pohybujících se (Lebedeva [49]), nebo kmitajícím tělesem (Stuart [50], Davidson a Riley [51]).

Výzkum problematiky oscilačního a akustického proudění se stal tématem intenzivního výzkumu posledních cca 20 let. Anglický termín *synthetic jet*⁴ byl poprvé použit v práci R. D. James J. W. Jacobs, A. Glezer: *A round turbulent jet produced by an oscillating diaphragm*, Phys. Fluids, Vol. 8, No. 9 (1996), 2484–2495 [52].



Obr. 3.3: Jeden pracovní cyklus SJ, $2 \rightarrow 0a \rightarrow 1$ nasávání do dutiny akčního členu; $1 \rightarrow 0b \rightarrow 2$ vyfukování, měřeno metodou termoanemometrie dvou-drátkovou sondou, [38, 39]. Zobrazena je průměrná hodnota rychlosti z 200 cyklů

3.2.1 POUŽITÍ SYNTETIZOVANÉHO PROUDU

SJ má mnoho aplikací, kdy nejdůležitější aplikace je možné rozdělit do dvou základních skupin: řízení hlavního (primárního) proudění pomocí SJ (odstavce *a – e* této podkapitoly) a samostatné užití SJ nebo jeho soustav (odstavce *f – h*).

Pro tuto práci je pak nejdůležitější odstavec *g* (viz úloha č. 1, ve které je řešeno určení součinitele přestupu tepla na zahřívání desce, na níž dopadá syntetizovaný proud).

⁴ Do češtiny se termín *synthetic jet* překládá jako *syntetizovaný proud*, tj. proud vzniklý skládáním (*syntézou*) z řady po sobě následujících pulzů tekutiny. Možný překlad *syntetický proud* není používán, neboť může evokovat zavádějící představu jakéhosi „umělého“ proudu. Český překlad *syntetizovaný proud* je použit např. v [39, 53], v některé literatuře je rovněž používán termín *syntetizovaný paprsek* (např. [54]).

a) Směrování proudu tekutiny ve vnější aerodynamice (jet vectoring)

V těchto aplikacích může být směrován jak proud tekutiny vytékající paralelně s řídící tryskou, tak proud tekutiny proudící kolmo na řídící trysku, [55].

b) Řízení proudového pole ve vnější aerodynamice

Příkladem může být řízení turbulence a řízení odtržení mezní vrstvy. To může v důsledku přinášet snížení odporu, zvýšení vztlaku, popř. snížení hluku. Praktické použití může být např. v automobilovém průmyslu [56], uplatnění na profilech křídel letadel [57] či lopatkách vrtulníků.

c) Řízení proudového pole ve vnitřní aerodynamice

Typickým příkladem je řízení turbulence a řízení odtržení mezní vrstvy. Například průtok široce rozevřeným difuzorem, který je náchylný k odtržení od stěny, je možno pomocí SJ stabilizovat, [58]. Potlačení nežádoucího odtržení proudu pak velmi účinně snižuje energetické ztráty.

d) Intenzifikace směšování

Intenzifikace směšování pomocí SJ má význam v mnoha chemických procesech, např. při spalování. Soustava SJ zlepšuje směšování paliva a vzduchu, což přispívá ke zlepšení parametrů zařízení, a může např. zvýšit výkon, snížit škodlivé emise, popř. zmenšit celkové rozměry, [58, 59].

e) Zvýšení přestupu tepla řízením hlavního proudu⁵

Velmi zajímavým příkladem je chlazení elektroniky při velmi malých rozměrech (*micro-electro-mechanical systems*, MEMS), kdy proudění je často laminární a sdílení tepla proto malé, [19, 20]. Rozrušením laminárního proudění pomocí SJ pak dochází k tzv. „kvazi turbulenci“ (*quasi-turbulence flow*, viz [20]), a tím pádem i ke zvýšení přenosových jevů. V pracích autorky [60-64] je popsán výzkum přenosu tepla a hmoty, kde na primární laminární proud v kanále působí SJ, popř. pole SJ.

f) Silové působení pro ovládání pohybu

Např. pro řízení autonomních prostředků (*autonomous underwater vehicle*, AUV) ve vzduchu i ve vodě, [65].

g) SJ obtékající teplosměnný povrch

Pulzační charakter proudu a jeho vysoká intenzita turbulence dává velmi dobré předpoklady pro dosažení vysokých hodnot součinitele přestupu tepla. Pokud je zařízení pracující se SJ správně navrženo a teplosměnná plocha je umístěna do optimální vzdálenosti, je přestup tepla výrazně intenzivnější. Z tohoto důvodu se SJ stává velmi perspektivní alternativou pro mnohé případy chlazení, např. vysoce zatížených součástí v elektronice, např. [66 - 69].

h) Pulzační proudy použité pro pohon čerpadel

Další možnosti přináší kombinace SJ s čerpadlem, např. [70], a ejektorem, např. [71, 72].

⁵ Tímto tématem se autorka zabývala ve své dizertační práci.

3.2.2 PARAMETRY SYNTETIZOVANÉHO PROUDU

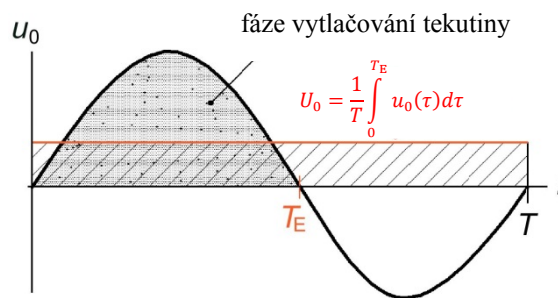
SJ je charakterizován různými nezávislými parametry. Vzhledem k modelu pístového toku (plug flow model) jsou hlavní parametry:

- průměr výstupního otvoru akčního členu D
- časově středovaná rychlost U_0 , U_{0A} (viz obr. 3.4)

$$U_0 = \frac{1}{T} \int_0^{T_E} u_0(\tau) d\tau, \quad (3.1 a)$$

$$U_{0A} = \frac{1}{T} \int_0^{T_E} \left[\frac{1}{A} \int_0^A u_0(\tau, r) dA \right] d\tau, \quad (3.1 b)$$

kde T je časová perioda, tj. $T = 1/f$ a f je frekvence, T_E je čas výfuku ($T_E = T/2$ pro sinusový průběh nebo $T_E \neq T/2$ pro nesinusový průběh), $u_0(\tau)$ je periodická rychlost v ose výstupního otvoru akčního členu. A , r je průřez, respektive poloměr výstupního otvoru akčního členu.



Obr. 3.4: Schematické znázornění vyjádření časově středované rychlosti U_0

- Délka sloupce (zdvihu) syntetizovaného proudu L_0 , L_{0A}

$$L_0 = U_0 \cdot T = \frac{U_0}{f}, \quad (3.2 a)$$

$$L_{0A} = U_{0A} \cdot T = \frac{U_{0A}}{f}. \quad (3.2 b)$$

- Reynoldsovo číslo SJ

$$\text{Re}_{SJ} = \frac{U_0 \cdot D}{\nu}, \quad (3.3 a)$$

$$\text{Re}_{SJ_A} = \frac{U_{0A} \cdot D}{\nu}, \quad (3.3 b)$$

kde ν je kinematická viskozita ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) a D (m) průměr výstupního otvoru akčního členu.

- Pro sinusový průběh lze vyjádřit Strouhalovo⁶ číslo jako:

$$\text{St} = \frac{1}{\pi} \frac{f \cdot D}{U_0} = \frac{1}{\pi} \frac{D}{L_0}, \quad (3.4 \text{ a})$$

$$\text{St}_A = \frac{1}{\pi} \frac{f \cdot D}{U_{0A}} = \frac{1}{\pi} \frac{D}{L_{0A}}. \quad (3.4 \text{ b})$$

- Časově středovaný hmotnostní tok SJ zprůměrovaný přes celou periodu (viz rovnice (3.2 a))

$$\dot{m}_{\text{SJ}} = \frac{\rho U_0 \pi D^2}{4}, \quad (3.5)$$

kde ρ (kg/m^3) je hustota.

- Časově průměrovaný tok hybnosti SJ (průměrovaný přes celou periodu)

$$M_{\text{SJ}} = \frac{1}{T} 2\rho \int_0^R \int_0^{T_E} u_0^2(r, \tau) \pi r dr d\tau. \quad (3.6)$$

- Analytický výpočet vlastní (rezonanční) frekvence akčního členu SJ⁷

$$f = \frac{1}{2\pi \cdot C} \frac{D}{D_m} \sqrt{\frac{k_p}{\rho L_e}}, \quad (3.7)$$

kde D a D_m (m) je průměr výstupního otvoru a průměr membrány akčního členu, C je konstanta zohledňující deformaci tvaru membrány (např. $C \approx 1/3$ pro membránu s piezo-keramickým buzením⁸ či membránu reproduktoru), k_p (N/m^3) je tuhost membrány a $L_e = L + 8D/3\pi$ je ekvivalentní délka.

3.3 IMPAKTNÍ PROUD

Impaktním proudem (anglicky *impinging jet* - IJ) nazýváme proud tekutiny dopadající kolmo na stěnu. Velmi efektivní užití těchto proudů je v oblasti přenosu tepla (chlazení) či sušení, např. [77-80].

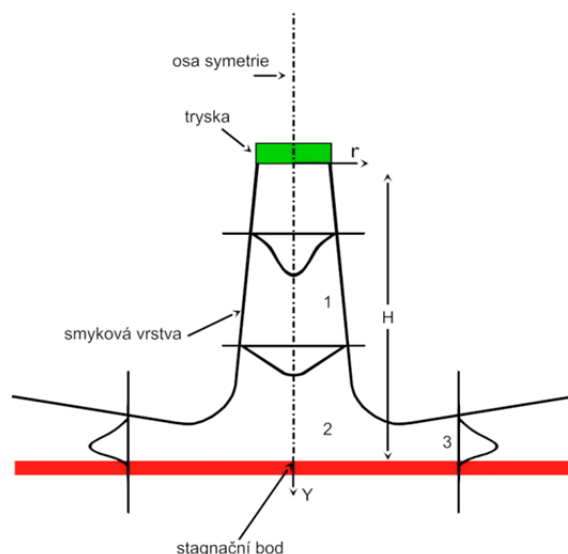
⁶ Prof. Vincenc (Čeněk) Strouhal (10.4.1850 – 23.1.1922) byl český experimentální fyzik, v letech 1903 – 1904 rektor a 1904 – 1905 prorektor české části Karlovy univerzity, [73].

Strouhalovo číslo určuje frekvenci oscilací vznikajících při obtékání tělesa tekutinou.

⁷ Podrobné odvození rovnice (3.7) lze najít v [74, 75].

⁸ Analýza chování membrány s piezo-keramickým buzením je popsána v článku autorky [76].

Jak ukazuje obr. 3.5, impaktní proud se skládá ze tří hlavních oblastí, tj. oblasti volného proudu (anglicky *free-jet region*), stagnační oblasti (*stagnation region*) a oblasti stěnového proudu (*wall-jet region*).



Obr. 3.5: Schematické znázornění IJ

1 oblast volného proudu, 2 stagnační oblast, 3 oblast stěnového proudu, obr. převzat z Dančová [75].

Oblast volného proudu značí, že proud neovlivňuje svou přítomností stěna, na níž tento proud dopadá. Tato oblast se skládá z počáteční podoblasti, přechodové podoblasti a podoblasti vyvinutého proudu. Popis těchto podoblastí uvádí kapitola 3.1.

Ve stagnační oblasti se vliv stěny již projevuje. Nachází se zde tzv. *stagnační bod* – místo, kde proud tekutiny naráží na stěnu. V tomto místě se pak tekutina v případě výtoku z kruhové trysky osově symetricky rozprostře do všech stran. Od stagnačního bodu dochází k nárůstu tloušťky mezní vrstvy, která je však díky silnému zrychlení v této oblasti udržována více méně laminární, [77]. Přestože je ve stagnačním bodě rychlost nulová⁹, dosahuje zde součinitel přestupu tepla či hmoty nejvyšší hodnoty. Velikost součinitele přenosu tepla pak ve stagnační oblasti klesá se vzdáleností od osy y ¹⁰.

V oblasti stěnového proudu dochází k ovlivnění proudu tekutiny z jedné strany stěnou a na druhé má proud charakter neomezeného proudu, kde dochází zde ke směřování s okolní tekutinou, [34].

⁹ Při výtoku z trysky dochází k poklesu rychlosti ve směru osy y , ve stagnačním bodě má pak rychlost nulovou hodnotu, tj. $\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_{y=H} = 0$ (dle obr. 3.5).

¹⁰ V závislosti na vzdálenosti H , tj. trysky od stěny mohou nastat dva případy: 1) Proud se stihne vyvinout před dopadem na stěnu, pak dochází k plynulému poklesu velikosti součinitele přestupu tepla (*heat transfer coefficient* – HTC) se vzdáleností od osy y . 2) Proud se nestihne vyvinout, pak kromě maximální hodnoty HTC ve stagnačním bodě existuje ještě tzv. sekundární maximum v určité vzdálenosti od osy y , [77].

4. EXPERIMENTÁLNÍ METODY

Experimenty v této práci byly provedené pomocí metod termoanemometrie (v literatuře rovněž uváděna jako anemometrie žhaveným drátkem/filmem, z anglického *hot wire/film anemometry*) a digitální holografické interferometrie (anglicky *digital holographic interferometry* – DHI).

Obě tyto metody patří k moderním, i když fyzikálně odlišným měřicím metodám, jejichž princip lze „vyčíst“ z názvů těchto metod. V případě této práce se obě metody výborně doplňují a díky nim lze získat informaci o součiniteli přestupu tepla na stěně (termoanemometrie) a rozložení teplotního pole v proudu tekutiny (DHI).

4.1 TERMOANEMOMETRIE

Termoanemometrie patří mezi klasické metody pro měření rychlosti proudící tekutiny včetně její flukтуаční složky. Tato metoda umožňuje měřit i teplotu tekutiny, [81].

Termoanemometrie je založena na konvektivním přenosu tepla ze zahřívajícího měřicího čidla (sondy, resp. drátku sondy) umístěného do proudu okolní (měřené) tekutiny. Drátek sondy je zahříván průchodem elektrického proudu. Tepelný tok generovaný na drátku o délce dx je pak definovaný Jouleovým zákonem jako:

$$d\dot{Q}_J = \frac{I^2 \chi_{\text{wire}}}{S_{\text{wire}}} dx, \quad (4.1)$$

kde I (A) je elektrický proud, χ_{wire} ($\Omega \cdot \text{m}$) je měrný odpor materiálu drátku při teplotě drátku T_{wire} (K), S_{wire} (m^2) je průřez drátku, [82].

Tepelný tok $d\dot{Q}_J$ generovaný na drátku o délce dx je roven součtu tepelných toků konvekce $d\dot{Q}_{\text{conv}}$ (z drátku do okolní tekutiny)¹, kondukcí $d\dot{Q}_{\text{cond}}$ (z drátku do držáku sondy), radiací $d\dot{Q}_{\text{rad}}$ (teplo vyzařené do okolí) a tepla akumulovaného $d\dot{Q}_{\text{ac}}$:

¹ Je myšlena nucená konvekce (forced convection). Přirozená konvekce (natural convection) by měla vliv při velmi nízkých rychlostech, proto je u termoanemometrického systému používaného na KEZ výrobcem doporučeno měření při rychlosti proudění tekutin, resp. plynů větší než $0.02 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

$$d\dot{Q}_J = d\dot{Q}_{\text{conv}} + d\dot{Q}_{\text{cond}} + d\dot{Q}_{\text{rad}} + d\dot{Q}_{\text{ac}} . \quad (4.2)$$

Konvektivní přenos tepla do proudícího média lze formulovat pomocí Newtonova zákona jako:

$$d\dot{Q}_{\text{conv}} = \pi d_{\text{wire}} h (T_{\text{wire}} - T_f) dx , \quad (4.3 \text{ a})$$

$$\dot{Q}_{\text{conv}} = \pi d_{\text{wire}} l_{\text{wire}} h (T_{\text{wire}} - T_f) , \quad (4.3 \text{ b})$$

kde d_{wire} a l_{wire} (m) je průměr, respektive délka drátku sondy. Konvektivní přenos tepla je přímo úměrný proudění tekutiny (díky součiniteli přestupu tepla h) a rozdílu teplot drátku a proudící (okolní) tekutiny, T_{wire} a T_f .

Kondukce v elementu drátku sondy je vyjádřena jako:

$$d\dot{Q}_{\text{cond}} = -k_{\text{wire}} A_{\text{wire}} \frac{\partial^2 T_{\text{wire}}}{\partial x^2} dx , \quad (4.4)$$

kde k_{wire} je tepelná vodivost materiálu drátku při teplotě T_{wire} .

Radiační přenos je vyjádřen pomocí rovnice:

$$d\dot{Q}_{\text{rad}} = \pi d_{\text{wire}} \sigma \varepsilon (T_{\text{wire}}^4 - T_f^4) dx , \quad (4.5)$$

kde σ je Stefan-Boltzmannova konstanta, ε emisivita drátku.

Akumulaci tepla lze určit jako:

$$d\dot{Q}_{\text{ac}} = \rho_{\text{wire}} c_{\text{wire}} A_{\text{wire}} \frac{\partial T_{\text{wire}}}{\partial \tau} dx , \quad (4.6)$$

kde ρ_{wire} je hustota materiálu drátku, c_{wire} měrná tepelná kapacita materiálu drátku.

Teplo vyzářené do okolí a teplo akumulované může být ve většině případů považováno za zanedbatelné, teplo odvedené z drátku do držáku lze uvažovat za nezávislé na parametrech proudícího média, [81]. Za předpokladu nekonečně dlouhého drátku², kdy lze zanedbat přenos tepla do držáku, je teplotní rovnováha dána vztahem, [81]:

$$I^2 R_{\text{wire},\infty} = \pi d_{\text{wire}} l_{\text{wire}} h (T_{\text{wire},\infty} - T_f) = \pi l_{\text{wire}} k (T_{\text{wire},\infty} - T_f) \text{Nu} , \quad (4.7)$$

kde $R_{\text{wire}} = \int_l \frac{\chi_{\text{wire}}}{S_{\text{wire}}} dx$ je odpor na zahřátém drátku při teplotě T_{wire} .

²Toto lze předpokládat vzhledem k poměru délky drátku (jednotky mm) a jeho průměru (μm).

Odpor drátku lze vyjádřit jako $R_{\text{wire}} = R_0[1 + h_0(T_{\text{wire}} - T_0)]$, přičemž $T_0 = 0^\circ\text{C}$ je brána jako referenční teplota pro hodnotu h_0 , obdobně lze vyjádřit odpor drátku při obvyklých laboratorních podmínkách, tj. při teplotě 20°C , jako $R_{\text{wire}} = R_{20}[1 + h_{20}(T_{\text{wire}} - T_{20})]$. Při změně referenční teploty se pak mění odpovídající hodnota h jako $h_{20} = \frac{R_0}{R_{20}}h_0$. Vztah mezi teplotou a odporem drátku lze tedy z předchozího vyjádřit jako

$$\frac{R_{\text{wire},\infty} - R_f}{h_0 R_0} = T_{\text{wire},\infty} - T_f. \quad (4.8)$$

Dosazením rovnic (2.9) a (4.8) do rovnice (4.7) získáme vztah pro drátek konečné délky:

$$\frac{I^2 R_{\text{wire}}}{R_{\text{wire}} - R_f} = A + BU^n. \quad (4.9)$$

Rovnice (4.8) pak přejde pro drátek konečné délky do tvaru:

$$\frac{R_{\text{wire}} - R_f}{h_0 R_0} = T_{\text{wire}} - T_f. \quad (4.10)$$

kde A , B a n jsou funkcemi průměru drátku, materiálových vlastností drátku a okolní tekutiny získané kalibrací, [81].

Při platnosti Ohmova zákona $E_{\text{wire}} = IR_{\text{wire}}$ a použití rovnic (4.10) a (4.9) přechází rovnice (4.7) do následujícího tvaru:

$$\frac{E_{\text{wire}}^2}{R_{\text{wire}}} = (A + BU^n)(T_{\text{wire}} - T_f). \quad (4.11)$$

Jak bylo řečeno výše, termoanemometrii lze použít pro měření rychlosti či teploty a jejich fluktuací, proto lze termoanemometr podle potřeby nastavit do dvou režimů měření:

- režim s konstantní hodnotou proudu procházející drátkem sondy (CC, z anglického *constant current*). Konstantní proud vede ke konstantnímu tepelnému toku. Při změně intenzity ochlazování se pak mění teplota drátku. Změna teploty drátku pak způsobuje změnu elektrického odporu drátku a změnu napětí v drátku. Tento režim je vhodný pro měření teploty proudící tekutiny a teplotní fluktuace.
- V režimu s konstantní teplotou drátku (CT, *constant temperature*) je teplota drátku udržována na konstantní hodnotě. Se změnou rychlosti proudící tekutiny se mění teplota drátku sondy a dochází tak ke změně napětí, která je úměrná změně odporu drátku. Takto vzniklá porucha je vedena do Wheatstonova můstku termoanemometru, kde dojde změně ke napětí tak, aby teplota drátku byla udržována konstantní. Režim CT je vhodný pro měření rychlosti.

Termoanemometrické sondy jsou citlivé na rychlost okolní tekutiny a její teplotu. Rychlostní a teplotní citlivost sondy pro jednotlivé režimy termoanemometru vyjadřuje následující tabulka:

Tab. 4.1: Vyjádření citlivostí sondy pro CT a CC režim termoanemometru, [81]

	Režim CT	Režim CC
Rychlostní citlivost	$S_{U,CT} = \frac{\partial E_{\text{wire}}}{\partial U}$ $= \frac{nB\bar{U}^{n-1}}{2} \left[\frac{R_{\text{wire}}(T_{\text{wire}} - T_f)}{A + B\bar{U}^n} \right]^{\frac{1}{2}}$	$S_{U,CC} = - \frac{(\bar{R}_{\text{wire}} - \bar{R}_f)^2 nB\bar{U}^{n-1}}{I\bar{R}_f}$ $= - \frac{nB\bar{U}^{n-1} I^3 \bar{R}_{\text{wire}}^2}{\bar{R}_f(A + B\bar{U}^n)^2}$
Teplotní citlivost	$S_{\theta,CT} = \frac{\partial E_{\text{wire}}}{\partial \theta}$ $= - \frac{1}{2} \left[\frac{R_{\text{wire}}(A + B\bar{U}^n)}{(T_{\text{wire}} - T_f)} \right]^{\frac{1}{2}}$	$S_{\theta,CC} = \frac{h_0 I \bar{R}_{\text{wire}} R_0}{\bar{R}_f}$

V tab. 4.1 v případě režimu CT veličina θ představuje malé fluktuace v teplotě okolní tekutiny T_f . Fluktuační složka napětí na drátku e_{wire} odpovídá rychlosti fluktuací u při teplotě fluktuací θ jako $e_{\text{wire}} = S_{U,CT} \cdot u + S_{\theta,CT} \cdot \theta$. Pro praktické aplikace se tato rovnice často vyjadřuje pomocí fluktuačního napětí anemometru e jako $e = S_{U,CT} \cdot u + S_{\theta,CT} \cdot \theta$, kde jsou citlivosti definovány jako $S_{U,CT} = \frac{\partial E}{\partial U}$ a $S_{\theta,CT} = \frac{\partial E}{\partial \theta}$. V případě měření teploty je termoanemometr obvykle provozován v režimu CC s použitím velmi nízké hodnoty součinitele přehřátí (součinitel přehřátí viz kap. 4.1.2). Rovnice rychlostní a teplotní citlivosti pro režim CC v tab. 4.1 pak vycházejí z předpokladu umístění sondy do neizotermního turbulentního proudu, kdy se odpory R_f a R_{wire} budou měnit v čase. Fluktuační složku napětí v drátku e_{wire} lze pak vyjádřit jako $e_{\text{wire}} = S_{U,CC} \cdot u + S_{\theta,CC} \cdot \theta$. Aby se zabránilo ovlivnění měřeného teplotního signálu kolísáním rychlosti proudu, měl by být poměr $\frac{S_{U,CC}}{S_{\theta,CC}} = - \frac{nB\bar{U}^{n-1} \bar{R}_{\text{wire}} I^2}{(A + B\bar{U}^n)^2 R_0 h_0}$ minimalizován tím, že drátkem sondy bude procházet co možná nejnížší proud I , který však zachová dostatečně velký poměr signálu vůči šumu v anemometrickém systému. Veličiny \bar{R}_{wire} a \bar{U} představují časově průměrované hodnoty odporu v drátku, resp. rychlosti tekutiny. A , B a n jsou funkcemi průměru drátku, materiálových vlastností drátku a okolní tekutiny získané kalibrací, [81].

4.1.1 TYPY TERMOANEMOMETRICKÝCH SOND

Nejčastěji používané sondy jsou sondy drátkové a filmové. Další sondy, které lze pro měření používat jsou filmové nalepovací sondy (obr. 4.1). *Drátkové sondy* se skládají z drátku o průměru v řádu jednotek μm a délce cca 1.25 mm napnutého ve vidlici z antikorozi oceli

nebo niklu, na kterou je drátek připojen bodovým svařováním. Drátek je vyroben nejčastěji z wolframu, platiny nebo jejích slitin (Pt-Rh, Pt-Ir). Na platinový drátek je nanesen povlak stříbra, na wolframovém drátku není žádný povlakovací materiál. Tento druh sond se obvykle používá pro měření ve vzduchu a v plynech, [81, 82].

Filmové sondy se skládají z tenkého platinového nebo niklového filmu, který je nanesen na obvykle křemíkový izolační podklad. Film je nanesen elektrolytickým pokovováním zajišťujícím jeho rovnoměrnou tloušťku. Filmové sondy se, z důvodu robustnější konstrukce než u drátkových sond, obvykle používají pro měření v kapalinách. Pokud jsou kapaliny vodivé, musí být sondy opatřeny elektricky izolovaným filmem, [81].

Nalepovací filmové sondy se skládají z křemíkové folie o rozměrech (16×8) mm a tloušťce 50 μm, na které je uložen senzor (délka a průměr jsou 0.9 mm×0.1 mm), který je připojen k pozlaceným plochám olova – tyto plochy tvoří zabudovaný rovinný držák. Z tohoto držáku vedou měděné drátky pro napojení na kabel vedoucí k termoanemometru. Sondy jsou nalepeny na měřený objekt kolmo ke směru proudění. Lze je použít pro (nepřímé) měření součinitele přestupu tepla a smykového napětí, [82].



Obr. 4.1: Ukázka termoanemometrických sond
(a) sonda jednodrátková přímá, (b) filmová, (c) filmová nalepovací, zdroj [82]

4.1.2 SOUČINITEL PŘEHŘÁTÍ DRÁTKU SONDY

Součinitel přehřátí a_h (*overheat ratio*) je důležitým parametrem pro nastavení teploty drátku sondy pracující v režimu CTA a je vyjádřen vztahem:

$$a_h = \frac{R_{\text{wire}} - R_f}{R_f} \quad (4.12)$$

kde R_{wire} , R_f (Ω) je elektrický odpor drátku sondy, resp. elektrický odpor drátku sondy při teplotě okolí, [81].

Obecně platí zvolit součinitel přehřátí co možná nejvyšší (pozor na omezení materiálovými vlastnostmi drátku, např. náchylnost ke korozi za vyšších teplot) pro vyšší rychlostní i teplotní citlivost sondy, a tím přesnější měření, [81]. V tekutinách je pak omezení součinitele přehřátí dáno buď bodem varu dané tekutiny, kdy na sondě vznikají bublinky páry [81], nebo teplotou a tlakem, při které v dané tekutině dochází k uvolňování rozpuštěných plynů.

4.1.3 KALIBRACE SOND

Precizní kalibrace je nutná pro obdržení kvalitních výsledků měření. Sondy lze kalibrovat na rychlost a teplotu, přičemž platí $E = f(U)$, resp. $E = f(T)$.

Pro *kalibraci rychlosti* se nejčastěji používají následující vztahy:

- Kingův zákon: $E^2 = A + BU^n$, (4.13)

kde $n = 0.4-0.45$ pro typické 5 μm wolframové sondy, [81].

- Rozšířený Kingův zákon: $E^2 = A + BU^{0.5} + CU$. (4.14)

- Proložení polynomicou křivkou: $U = AE^0 + BE^1 + CE^2 + \dots + NE^N$. (4.15)

Pro *kalibraci teploty* platí na rozdíl od rychlostní kalibrace lineární závislost, a tak lze přepočet napětí naměřené na sondě na teplotu vyjádřit jako rovnici přímky:

$$T = AE + B, \quad (4.16)$$

V rovnicích (4.13) – (4.16) $A, B \dots N$ jsou kalibrační konstanty a E (V) napětí v drátku sondy.

4.1.4 SMĚROVÁ CHARAKTERISTIKA SOND

Hodnoty naměřené na drátku sondy v režimu CT jsou funkcí jak rychlosti, tak směru proudu měřené tekutiny. Tepelný tok drátkem tedy závisí na úhlu mezi vektorem rychlosti a drátkem sondy. V ideálním případě, kdy lze zanedbat přenos tepla do vidlice sondy (na níž je napnutý drátek), se přenos tepla mění s kosinem úhlu mezi rychlostí a normálou drátku. V reálném případě je však teplo odvedeno i do vidlice, z tohoto důvodu se zavádí směrový koeficient citlivosti k (v anglické literatuře označován jako *yaw-factor*). Ve 3D případě se zavádí rovněž koeficient h (*pitch factor*), [83].

Pro směrovou citlivost sondy pak platí, [83]:

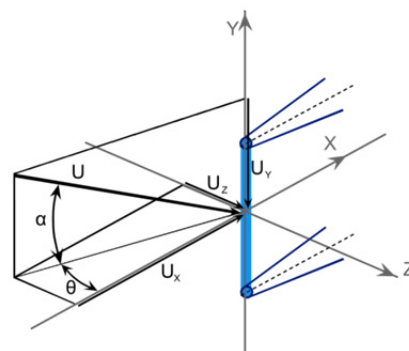
$$u(\alpha)^2 = u(\tau)^2(\cos^2\alpha + k^2\sin^2\alpha), \quad (4.17 \text{ a})$$

$$u(\theta)^2 = u(\tau)^2(\cos^2\theta + k^2\sin^2\theta). \quad (4.17 \text{ b})$$

Pro obecný 3D případ proudění platí:

$$u_{\text{ef}}^2 = u_x^2 + k^2 U_y^2 + h^2 u_z^2, \quad (4.18)$$

kde $u(\tau)$ je okamžitá rychlost proudění, u_{ef} je efektivní rychlost³ (vypočítaná z kalibrace rychlosti), α úhel mezi vektorem rychlosti a normálou drátku (*yaw angle*), θ úhel mezi vektorem rychlosti a rovinou sondy (*pitch angle*, viz obr. 4.2), k , h koeficienty směrové citlivosti.



Obr. 4.2: Vektor rychlosti dopadajícího proudu na drátek sondy

4.1.5 LIMITY METODY TERMOANEMOMETRIE

Termoanemometrie je velmi přesná metoda měření (chyba měření je udávána dle [81, 82] pouze 0.1-0.2 %), přesto, anebo právě proto je nutné brát na zřetel následující body:

Kalibrace: Přesnost měření závisí na dobře provedené kalibraci. V případě měření rychlosti je nutné provést kalibraci sondy v rozsahu rychlostí tak, aby rychlost měřené tekutiny byla uvnitř tohoto intervalu.

Pokud je teplota tekutiny při kalibraci odlišná od teploty tekutiny při samotném měření, je nutné provést tzv. kompenzaci teploty. Kompenzace teploty znamená určení správného napětí, které se může lišit právě kvůli těmto rozdílným teplotám. Při měření rychlosti uvádí výrobce sond DANTEC [82] chybu cca 2 % při změně teploty o 1 K. Pro korekci napětí sondy lze použít rovnici, [82]:

$$E_{\text{corr}} = E \left(\frac{T_{\text{wire}} - T_{f0}}{T_{\text{wire}} - T_f} \right)^{0.5}, \quad (4.19)$$

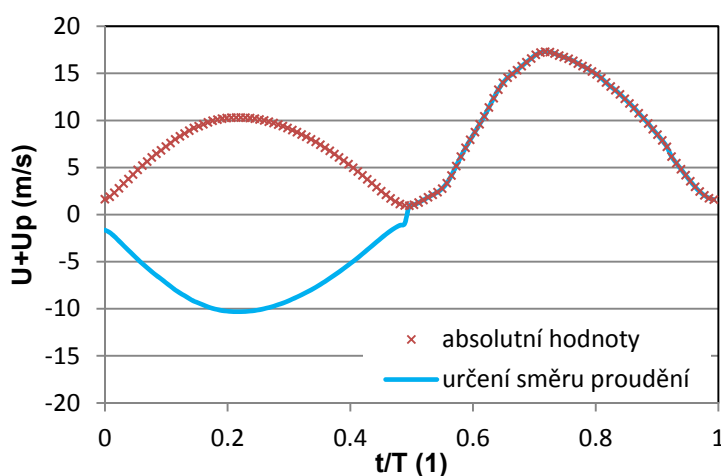
kde E_{corr} a E (V) je korigované napětí a napětí změřené, teploty T_{f0} a T_f (K) jsou teploty tekutiny při kalibraci a při měření.

Změny teploty jsou obvykle nejčastějším zdrojem chyb při měření. Přenos tepla je totiž přímo úměrný teplotnímu rozdílu mezi drátkem sondy a měřenou tekutinou. Při použití drátkové sondy pracující za normálních podmínek je chyba naměřené rychlosti cca. 2% při změně teploty o 1 °C. V případě filmových sond použitých ve vodě může být však chyba při měření až 10% na 1 °C. V obou případech se hodnota měřené rychlosti snižuje se zvyšující se teplotou okolí. Pro eliminaci chyby při přepočtu naměřeného napětí na rychlost je vhodné např. znovu nastavit přehřátí sondy na změněnou teplotu tak, aby poměr přehřátí zůstal konstantní od kalibrace až po měření. Další možnost je ponechat součinitel přehřátí konstantní, precizně změřit teplotu a následné korekce provést na straně naměřeného napětí v průběhu vyhodnocení. Zvláštním případem je pak teplotně kompenzovaná drátková sonda se zabudovaným odporovým teploměrem, kterým jsou kompenzovány změny teploty. Sonda tak měří rychlost nezávisle na změnách teploty tekutiny [83].

³ Efektivní rychlost, je rychlost kolmo dopadajícího proudu, která způsobí stejné ochlazování drátku jako daná rychlost proudění v obecném směru, [84].

Umístění sondy v proudu tekutiny: Termoanemometrie neumožňuje měřit celé proudové či teplotní pole v jednu okamžiku (jako např. PIV či LIF). Lze měřit pouze jednotlivé body a pro proměření celé plochy či objemu tekutiny je nutné sondu traverzovat. Tím, že je sonda umístěna do proudového pole, dochází rovněž k ovlivnění měření.

Určení směru proudění: Při měření termoanemometrickými sondami lze měřit jen absolutní hodnoty, tzn., že např. při měření rychlosti nelze určit směr proudu. Naměřené hodnoty tedy budou vždy kladné. V případě např. syntetizovaného proudu (viz kapitola 3), který se skládá z části nasávání (ve směru $-z$ v obr. 3.2) a části vyfukování ($+z$, obr. 3.2), je proto nutné z naměřených dat v blízkosti akčního členu SJ znaménkem určit směr tohoto proudu (viz obr. 4.3).



Obr. 4.3: Ukázka zpracování dat pro určení směru proudění

Měření ve znečištěných tekutinách zejména drátkovou sondou může způsobit její poškození (např. utržení drátku z vidlice sondy, na které je drátek napnutý), popř. usazení nečistot na drátku. Proto je doporučeno provádět měření pouze čistých tekutin. Pokud je však nutné měřit, např. v průmyslovém provozu, tekutinu, která může být kontaminována, je vhodné provést kalibraci před samotným měřením, v jeho průběhu i po něm a porovnat kalibrační konstanty. V případě poškození nebo kontaminace drátku se kalibrační konstanty budou lišit.

Měření v kapalinách: V tomto případě se obvykle používají filmové sondy. Za určitých podmínek se na sondě utvářejí bublinky plynu obsaženého v kapalině. Tyto bublinky ovlivňují měření. Ke zmenšení problému je doporučeno dlouhodobé ustátí měřené kapaliny, odplynění, popř. „vyhnání“ v kapalině obsaženého vzduchu pomocí ultrazvuku. Vytvoření bublinek lze rovněž eliminovat omezením rozdílu teplot T_{wire} a T_f , kdy rozdíl mezi teplotami by měl být přibližně 20 °C, a tomuto rozdílu odpovídající součinitel přehřátí $a_h = 1.05 - 1.1$.

V případě měření ve vodivé kapalině musí dojít k uzemnění termoanemometrického systému, jinak je do získaného signálu zanesen šum.

V případě měření rychlosti kapalin pomocí termoanemometru DANTEC 90C10 v režimu CT je nutné nastavit hodnotu „Bridge ratio“ jako 1:10, resp. 10 Ω (pro vzduch je tato hodnota 1:20, resp. 20 Ω).

Měření v blízkosti stěny: V případě umístění drátku sondy v blízkosti pevné stěny, dochází k přenosu tepla proudícím médiem ke stěně a rychlost proudícího média se pak jeví vyšší, než skutečně je. Vliv stěny se projevuje až do vzdálenosti y^+ od stěny, kterou lze určit jako:

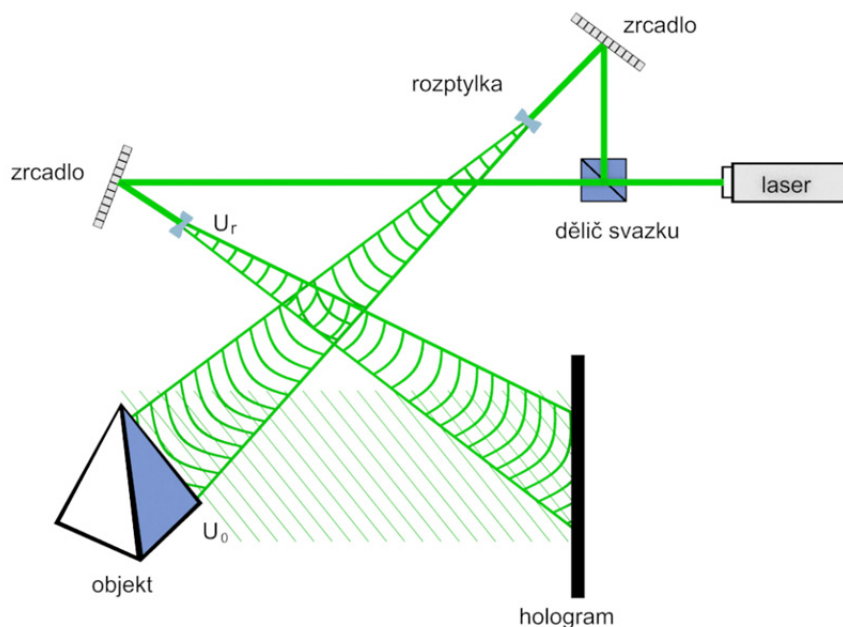
$$y^+ \leq \frac{yU_\tau}{\nu}, \quad (4.20)$$

kde y (m) je vzdálenost od stěny, U_τ ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) třecí rychlost (anglicky *friction velocity*) a ν ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$) kinematická viskozita. Kritická vzdálenost je dle [83] obvykle (0.1-0.2) mm v závislosti na rychlosti stěnou neovlivněného proudění.

Při měření pomocí *nalepovací sondy* dochází také k odvodu tepla do materiálu stěny, na které je sonda nalepená, v případě, že tato stěna nemá stejnou teplotu, jako je nastavená teplota drátku sondy. Určení množství takto odvedeného tepla je teoreticky náročné, vzhledem k různým materiálům a struktuře materiálu stěny. Odvod tepla do stěny je tak ve většině případů a také v této práci řešen precizní kalibrací sondy a nastavením teploty sondy stejné či velmi blízké teplotě stěny.

4.2 DIGITÁLNÍ HOLOGRAFICKÁ INTERFEROMETRIE

Digitální holografická interferometrie (DHI) je bezkontaktní, neinvazivní a velmi přesná experimentální metoda pro měření veličin, které ovlivňují fázi procházející nebo odražené světelné vlny. Lze ji např. využít v oblasti analýzy mechanického napětí a deformací, analýzy vibrací či pro měření rozložení indexu lomu v transparentním prostředí. To je i příklad měření rozložení teplotního pole v tekutinách. Tato metoda zaznamenává intenzitu interferenčního pole objektové U_o a referenční U_r vlny (digitální hologram), z kterého je následně schopna rekonstruovat vlnoplochu (intenzitu i fázi) zaznamenané objektové vlny, [85]. Schematické uspořádání pro záznam hologramu zobrazuje obr. 4.4.



Obr. 4.4: Schematické uspořádání pro měření metodou DHI
inspirováno z [85]

V rámci experimentu je nutné pro porovnání zaznamenat alespoň dva hologramy¹ h_i , přičemž index $i = 1$ nebo 2 odpovídá počátečnímu (referenčnímu), resp. koncovému stavu objektu. Hologramy jsou zaznamenány na digitální senzor (např. CCD kamera), z nichž jsou pak zrekonstruována komplexní vlnová pole U_i jako [86]:

$$U_i(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ h_i(\xi, \eta) r^*(\xi, \eta) e^{\frac{j\pi}{\lambda d} [\xi^2 + \eta^2]} \right\}, \quad (4.21)$$

kde $j = \sqrt{-1}$, λ je vlnová délka použitého světla (laseru), d vzdálenost objektu od CCD kamery, r^* komplexní amplituda referenční vlny a operátor \mathcal{F} označuje Fourierovu

¹ Hologram je specifický záznam obrazu, který vznikne interferencí objektové a referenční vlny. Při osvětlení hologramu referenčním svazkem pak dochází k rekonstrukci objektové vlny.

transformaci. Souřadnice v rovině hologramu se označují ξ, η a souřadnice v obrazové rovině x, y . Řešení rovnice (4.21) je numerická reprezentace komplexního optického pole. Rovnici (4.21) lze efektivně řešit pomocí FFT².

Dále je třeba vypočíst intenzitní $I_i(x, y)$ a fázová $\varphi_i(x, y)$ rozložení rekonstruované vlny jako:

$$I_i(x, y) = |U_i(x, y)|^2 \quad (4.22)$$

$$\varphi_i(x, y) = \arctg \left(\frac{\text{Im}[U_i(x, y)]}{\text{Re}[U_i(x, y)]} \right). \quad (4.23)$$

Hodnota interferenční fáze $\Delta\varphi$ modulo 2π (z rovnice (4.23)), která je ovlivněna změnou teploty v pracovní tekutině, může být stanovena (viz [85, 86])³:

$$\Delta\varphi = \begin{cases} \varphi_1 - \varphi_2 & \text{pokud } \varphi_1 \geq \varphi_2 \\ \varphi_1 - \varphi_2 + 2\pi & \text{pokud } \varphi_1 < \varphi_2 \end{cases}. \quad (4.24)$$

Vztah mezi interferenční fází a změnou indexu lomu světla je dán vztahem:

$$\Delta\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{L_1}^{L_2} \Delta n(x, y, z) dz, \quad (4.25)$$

kde $\Delta n(x, y, z) = n(x, y, z) - n_0$, přičemž n_0 je okolní index lomu světla v měřené tekutině, $L = L_2 - L_1$ délka paprsku světla (laseru) v měřeném prostředí.

² Rychlá Fourierova transformace (FFT, z anglického *fast Fourier transformation*) se používá pro výpočet diskrétní Fourierovy transformace (DFT) a její inverze. FFT lze použít např. na digitální zpracování signálu či řešení parciálních diferenciálních rovnic. DFT lze zapsat jako $F_n = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} f_k e^{-j\frac{2\pi}{N}nk}$, kde $n = 0, 1, \dots, N-1$, $j = \sqrt{-1}$. Inverzní DFT je pak dána vztahem $f_n = \sum_{k=0}^{N-1} F_k e^{j\frac{2\pi}{N}nk}$. Nejpoužívanější algoritmus pro FFT je *Cooley-Tukey* algoritmus, který rozdělí transformaci v každém kroku na dva kusy o velikosti $N/2$.

³ Rekonstruovaná fáze se nachází v intervalu $\pm\pi$. Pokud by se výpočet interferenční fáze z hologramu prováděl v klasické holografické interferometrii, došlo by ke znaménkové nejednoznačnosti z důvodu vlastností funkce \cos , kdy $\cos(\Delta\varphi) = \cos(-\Delta\varphi)$. Pro odstranění této nejednoznačnosti lze použít metodu fázového posuvu [85, 86]. V případě DHI je hlavní výhodou oproti klasické holografické interferometrii přímý výpočet interferenční fáze z digitálního hologramu. Pokud jsou tedy zachyceny dva hologramy, je fáze extrahována z obou a interferenční fáze modulo 2π se získá odečtením těchto fázových polí dle rovnice (4.24). Směr spočítané fáze nabývá hodnot $-\pi$ až $+\pi$ a její směr je až na násobky 2π jednoznačný, [85, 86].

4.2.1 MĚŘENÍ TEPLOTNÍHO POLE

Rovnice (4.25) definuje vztah mezi změnou fáze procházející vlny a indexem lomu prostředí. Řešení integrálu (4.25) závisí na typu rozložení indexu lomu např. teplotního pole. Existují tři základní možnosti dělení. Nejjednodušší je dvou-dimezionální (2D) teplotní pole (např. měření teplotních mezních vrstev), kdy se předpokládá konstantní teplota ve směru optické osy. Integrál v rovnici (4.25) se zjednoduší na:

$$\Delta\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(x, y, z) L . \quad (4.26)$$

Dalším typem teplotního pole je kruhově rotačně symetrické pole jako např. trysky, plamen. Řešení (4.25) vede na inverzní Abelovu⁴ transformaci. Pro měření obecných (nesymetrických) teplotních polí je nutné aplikovat tomografický přístup založený na víceměřovém měření několika různých projekcí, viz kapitola 5.2.

Vztah mezi indexem lomu a teplotou plynu lze odvodit pomocí Gladstone-Daleovy rovnice:

$$n - 1 = K\rho , \quad (4.27)$$

kde K je Gladstone-Daleova konstanta a ρ hustota měřené tekutiny, a rovnice pro ideální plyn⁵ o teplotě T a tlaku p :

$$\rho = \frac{Mp}{RT} , \quad (4.28)$$

kde $R = 8.3143 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ je univerzální plynová konstanta.

Kombinací rovnic (4.27) a (4.28) získáváme vztah mezi indexem lomu a teplotou:

$$n - 1 = \frac{KMp}{RT} . \quad (4.29)$$

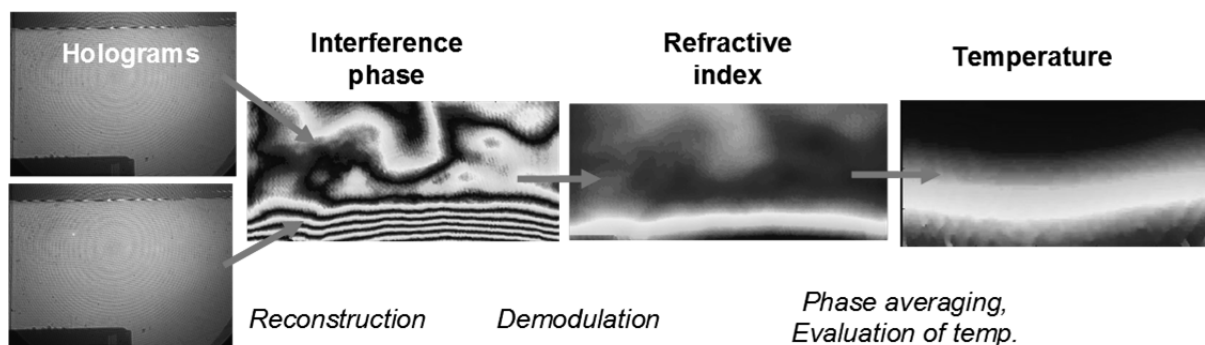
Uvažujeme-li pouze malé změny, lze pro vzduch za běžného tlaku a pokojové teploty a zdroj světla vlnové délky 632 nm odvodit, že citlivost uspořádání ke změně indexu lomu je $\frac{dn}{dT} \sim -1e^{-6}$.

Rozložení teplotních polí lze měřit s přesností $1e^{-4} \text{ K}$, proto se tato metoda řadí mezi velmi přesné metody pro měření teplot.

⁴ V případě rotačně symetrických teplotních polí je index lomu funkce poloměru, Abelova transformace pak nabývá tvaru $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} 2 \int \frac{r \Delta n}{(r^2 - y^2)^{1/2}} dr$, inverzní Abelova transformace pak tvaru $\Delta n = \frac{\lambda}{2\pi^2} \int \frac{d\Delta\varphi}{dy} \frac{dy}{(r^2 - y^2)^{1/2}}$.

⁵ Pokud je měřenou tekutinou vzduch, lze pro výpočet hustoty použít rovnici ideálního plynu $\rho = \frac{p}{r \cdot T}$, kde p (Pa) je tlak, r ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) měrná plynová konstanta, T (K) termodynamická teplota, popř. její další tvar $\rho = \frac{Mp}{RT}$, kde M ($\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$) je molární hmotnost, R ($\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$) univerzální plynová konstanta.

Obr. 4.5 popisuje jednotlivé kroky zpracování digitálního hologramu na teplotní pole. Dva digitální hologramy (jeden v počátečním ustáleném stavu a druhý po změně teploty) jsou rekonstruovány (4.21) a jejich interferenční fáze je spočtena dle rovnice (4.24). Ta vyjadřuje změnu fáze objektové vlny mezi jednotlivými stavy objektu. Tato interferenční fáze je demodulována přičítáním násobků 2π , aby došlo k jejímu vyhlazení. V uvažovaném případě se jedná o 2D teplotní pole, a proto lze aplikovat rovnici (4.26) pro výpočet rozložení indexu lomu. Ten je pak přepočten na teplotu dle rovnice (4.29).



Obr. 4.5: Jednotlivé kroky pro měření teploty metodou DHI, [87]

4.2.2 TYPY INTERFEROMETRŮ

Interferometry jsou zařízení pro velmi přesná měření využívající interferenci světla. Pro DHI experimenty transmisních vzorků se nejčastěji používají dva typy interferometrů, a to Mach-Zehnderův (M-Z) a Twyman-Greenův (T-G).

*Mach-Zehnderův interferometr*⁶ (obr. 4.6) slouží k určení relativních změn fázového posunu mezi dvěma kolimovanými⁷ paprsky (1 a 2) vzniklými rozdělením světla pomocí polarizačního děliče⁸ BSI z jediného zdroje (laser). Paprsek 1 prochází měřeným objektem a pomocí zrcadla⁹ M2 je nasměrován do záznamové kamery. Paprsek 2 je paprsek referenční¹⁰, který rovněž je směřován do kamery. V PC pak dochází k porovnání obou paprsků, tj., jak bylo řečeno výše, k porovnání fázového posunu mezi paprskem referenčním a měřeným objektem paprskem ovlivněným. M-Z interferometr se obvykle používá v oblastech

⁶ Mach-Zehnderův interferometr je pojmenován podle Ludwiga Macha (8.11.1868 v Praze – září 1951, rakouský fyzik, syn teoretického fyzika a filozofa Ernsta Macha) a Ludwiga Louise Alberta Zehndera (4.5.1854 – 24.3.1949, švýcarský fyzik, mimo jiné student prof. Wilhelma Röntgena).

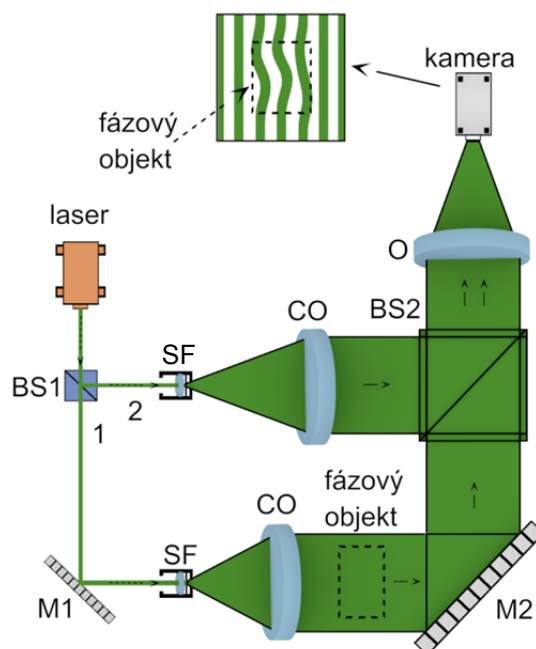
⁷ Kolimace je proces seřízení součástí interferometru tak, že odrazem světla od zrcadel vznikne ostrý obraz. Kolimátor je zařízení vytvářející z původně různoběžných paprsků záření úzký rovnoběžný svazek. Optické kolimátory se skládají obvykle ze soustavy zrcadel nebo čoček. Soustřeďují světlo do přesně směrového svazku, který neztrácí intenzitu ani na velké vzdálenosti. Kolimátory se v tomto smyslu používají pro měření, kalibraci jiných optických zařízení a jako zaměřovače zbraní, [86].

⁸ Optický dělič část dopadajícího záření propustí, část naopak odrazí, popř. mění jiným způsobem směr šíření, např. dvojlom [85]. V případě polarizačního děliče je jedna polarizace propuštěna, druhá odražena.

⁹ U optických zrcadel je aktivní plocha, zajišťující vlastní odraz, plocha přední.

¹⁰ Není ovlivněný průchodem měřeným objektem.

aerodynamiky, fyziky plazmatu a přestupu tepla pro měření tlaku, hustoty a teplotních změn v plynech, [86]. Protože pro potřeby měření teplotního pole trysek dopadajících na zahřívanou desku je změna fáze poměrně malá a citlivost interferometru nemusí být dostatečná, používá se častěji interferometr Twyman-Greenův.



Obr. 4.6: Schematické znázornění principu Mach-Zehnderova interferometru
BS1 – polarizační dělič (beam splitter), SF – prostorový filtr (space filter), CO – kolimační objektiv (collimating objective), BS2 – nepolarizační dělič, O – objektiv (focusing objective), M – zrcadlo (mirror); inspirováno z [85]

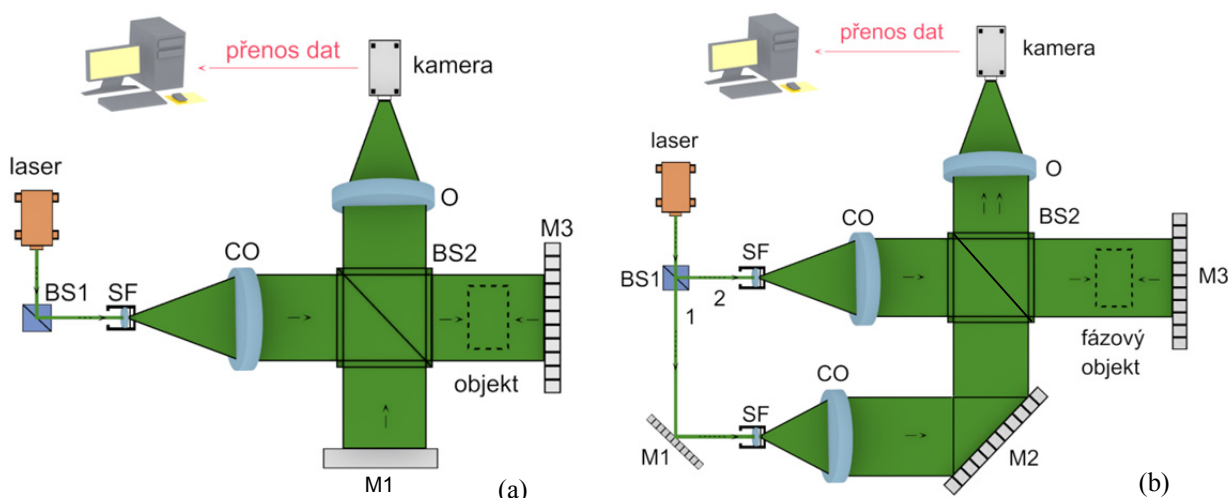
*Twyman-Greenův*¹¹ *interferometr* je variantou Michelsonova¹² interferometru, kdy svazek prochází měřenou oblastí dvakrát, čímž se zvyšuje i citlivost měření. Princip T-G interferometru vysvětluje obr. 4.7. Paprsek laseru je rozšířen a zkolimován vhodnou optikou. Po rozdělení svazku prochází objektová vlna měřenou oblastí před i po odrazu od zrcadla. Po rekombinaci s referenční vlnou je interferenční pole zaznamenáno zobrazovacím systémem na detektor, [86]. Dvojnásobná citlivost je demonstrována na obr. 4.8, kde lze pozorovat dvojnásobnou fázovou změnu.

Na obr. 4.7 jsou zobrazena různá nastavení T-G interferometru, kdy je paprsek ze zdroje rozdělen na děliči BS2 (obr. 4.7 a), nebo již na děliči BS1 (obr. 4.7 b). V prvním případě vede v BS2 oddělený referenční paprsek k zrcadlu M1 a z něj se odrazí do kamery. Objektový paprsek projde objektem a odražený od zrcadla projde znovu tímto objektem, následně je směřován do kamery. V PC je tento paprsek porovnán s referenčním. V druhém případě dochází k rozdělení paprsků již v děliči BS1, referenční paprsek se odrazí od zrcadla M2 a je

¹¹ Interferometr pojmenován po Franku Twymanovi (17.11.1876-1959) a Arturu Greenovi.

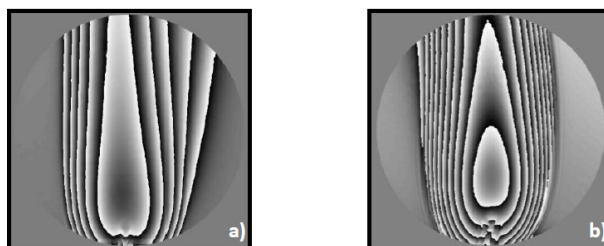
¹² Albert Abraham Michelson (19.12.1852 – 9.5.1931), americký fyzik narozený v Polsku do židovské rodiny. 1907 získal Nobelovu cenu za fyziku za své přesné optické přístroje a výzkum prováděný pomocí nich, [88].

směřován do kamery. Objektový paprsek prochází objektem, po odražení od zrcadla M3 a opětovným průchodem objektem je také směřován do kamery.



Obr. 4.7: Schematické znázornění principu Twyman-Greenova interferometru

BS1 – polarizační dělič (beam splitter), SF – prostorový filtr (space filter), CO – kolimační objektiv (collimating objective), BS2 – nepolarizační dělič, O – objektiv (focusing objective), M – zrcadlo (mirror); inspirováno z [85]



Obr. 4.8 Rekonstruovaná interferenční fáze plamene svíčky měřená na (a) Mach-Zehnderově interferometru, (b) Twyman-Greenově interferometru s dvojnásobnou citlivostí převzato z [85]

4.2.3 Limity metody DHI

DHI je velmi citlivá metoda pro měření rozdílu optických drah, která se odráží v naměřené fázi $\Delta\varphi$. V případě měření teplotních polí je změna optické dráhy způsobena změnou indexu lomu dle rovnice (4.25). Při malých změnách teploty lze vztah mezi změnou teploty a indexu lomu aproximovat vztahem $\frac{dn}{dT} = -1e^{-6}$. Z těchto vztahů lze odhadnout nejistotu měření teplotních polí, na základě odhadu nejistot jednotlivých parametrů. Celková nejistota měření v případě asymetrických polí má tři základní zdroje nejistot v důsledku:

- optoelektronických vlastností experimentu (stabilita vlnové délky laseru, šum kamery, koherentní šum,...),
- rekonstrukce 3D teplotních polí (omezený počet projekcí, vývoj okolního prostředí,...),
- refrakce vzniklé změnou indexu lomu.

Pro kvantitativní odhad nejistoty dané vlastnostmi interferometru lze uvažovat 2D teplotní pole:

$$\Delta T = -\frac{\lambda}{2\pi L} \Delta\varphi \times 10^6, \quad (4.30)$$

které lze odvodit z rovnice (4.26).

Nejistota vlnové délky ε_λ a nejistota ve fázi $\varepsilon_{\Delta\varphi}$ (zahrnuje nejistoty vznikající v optické a elektronické části experimentu) přispívají k celkové nejistotě teplotního pole:

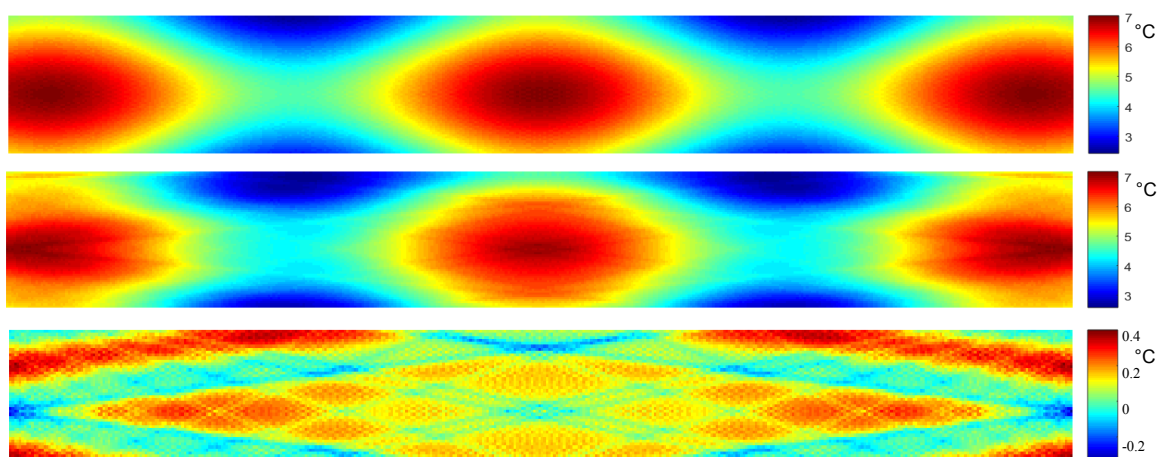
$$\varepsilon_{\Delta T} = \frac{1 \times 10^6}{2\pi L} \sqrt{(\Delta\varphi \varepsilon_\lambda)^2 + (\lambda \varepsilon_{\Delta\varphi})^2}, \quad (4.31)$$

která byla spočítána jako totální diferenciál. Pro použité laserové zdroje lze odhadnout maximální nejistotu $\varepsilon_\lambda = 0.01$ nm, přičemž obvyklá nejistota fázového pole je $\varepsilon_{\Delta\varphi} = \pi/5$. Uvážíme-li $L = 2 \times 30$ mm (Twyman-Green interferometr), měřenou změnu fáze $\Delta\varphi = 10\pi$, je nejistota při určování změny teploty $\varepsilon_{\Delta T} = 0.3$ °C.

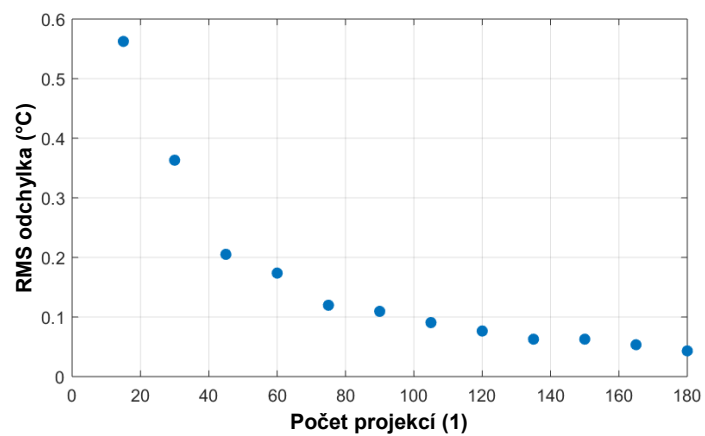
Rekonstrukce 3D teplotních polí je založena na inverzní Radonově transformaci. Její přesnost je odvislá především od rozsahu úhlů projekcí a jejich celkového počtu. Tento vliv lze odhadnout porovnáním známého pole s výsledky tohoto pole po rekonstrukčním procesu. Známé teplotní pole¹³ (obr. 4.9 a) bylo převedeno na sinogram pomocí přímé Radonovy transformace s projekcemi 0° až 179° s krokem 1°. Inverzní Radonova transformace byla provedena také s projekcemi 0° až 179° ovšem s redukováným počtem projekcí. Takto zrekonstruované teplotní pole je ukázáno na obr. 4.9 b. Rozdíl mezi fázovými poli (a) a (b) je na obr. 4.9 c. RMS rozdílové mapy odpovídá 0.2 °C. Závislost RMS odchylky teplotních polí na počtu projekcí je vynesena na obr. 4.10.

Změna teploty způsobuje změnu indexu lomu uvnitř měřené oblasti. V důsledku toho dochází k odklonění paprsků procházejících měřenou oblastí. Rovnice (4.25) uvažuje změnu optické dráhy paprsku v závislosti na změně indexu lomu. Změna optické dráhy způsobená odkloněním paprsku od původní trajektorie vnáší nejistotu do měření. Pro slabě refraktivní pole je tento jev zanedbatelný, což je případ provedených experimentů s měřením teploty vzduchu, kde platí aproximace $\frac{dn}{dT} = -1e^{-6}$. Nejistota způsobená odkloněním paprsků je minimálně o řád nižší než nejistoty popsané výše. Na druhou stranu pro silně refraktivní pole (např. voda, kdy $\frac{dn}{dT} = -1e^{-4}$) může hrát majoritní roli.

¹³ Měřeno na kontinuální trysce se třemi výstupními otvory, viz obr. 5.6.



Obr. 4.9: (a) Výchozí teplotní pole, (b) zrekonstruované teplotní pole s krokem 5°, (c) mapa odchylek mezi (a) a (b), RMS hodnota mapy je 0.2 °C



Obr. 4.10: Závislost RMS odchylky teplotních polí na počtu projekcí

5. EXPERIMENTÁLNÍ ŘEŠENÍ ÚLOH

Jak bylo zmíněno v úvodu, tato práce se zabývá dvěma úlohami:

ÚLOHA Č. 1

Experimentální určení součinitele přestupu tepla na zahřívání desce, na kterou kolmo dopadá tekutinový proud. Jako experimentální metoda je zde použita termoanemometrie v režimu konstantní teploty. Naměřená data jsou vyhodnocena pomocí přepočtu uvedeného v kap. 5.1.3, měření tedy není provedeno pomocí analogie přenosu hmoty/tepla.

Zároveň je součástí této úlohy určení pracovní frekvence akčního členu SJ a rychlostních profilů tekutinových proudů.

ÚLOHA Č. 2

Experimentální určení teplotních polí zahřívání tekutinového proudu. Měření je provedeno metodou digitální holografické interferometrie. V této úloze jsou rovněž ukázány výsledky z měření pomocí termoanemometrie v režimu konstantního proudu.

V obou těchto úlohách je jako tekutinový proud použit syntetizovaný proud a proud z kontinuální trysky. Pracovním médiem je vzduch.

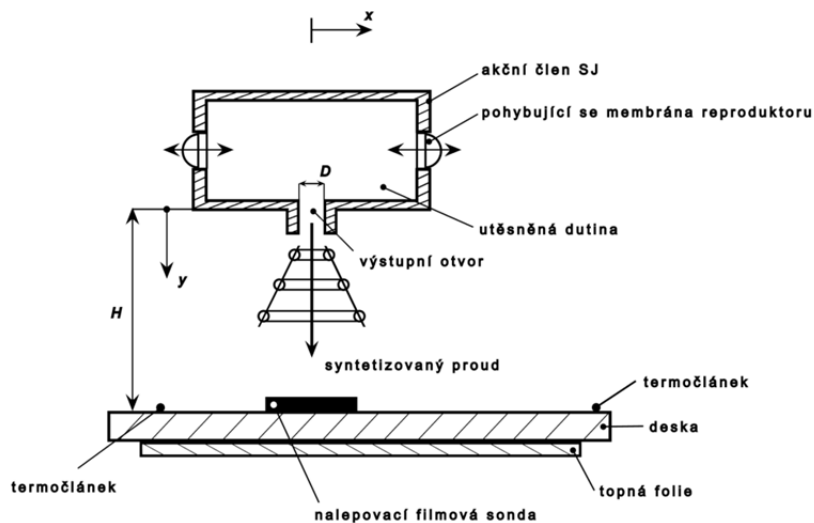
5.1 ÚLOHA Č. 1

5.1.1 EXPERIMENTÁLNÍ ZAŘÍZENÍ

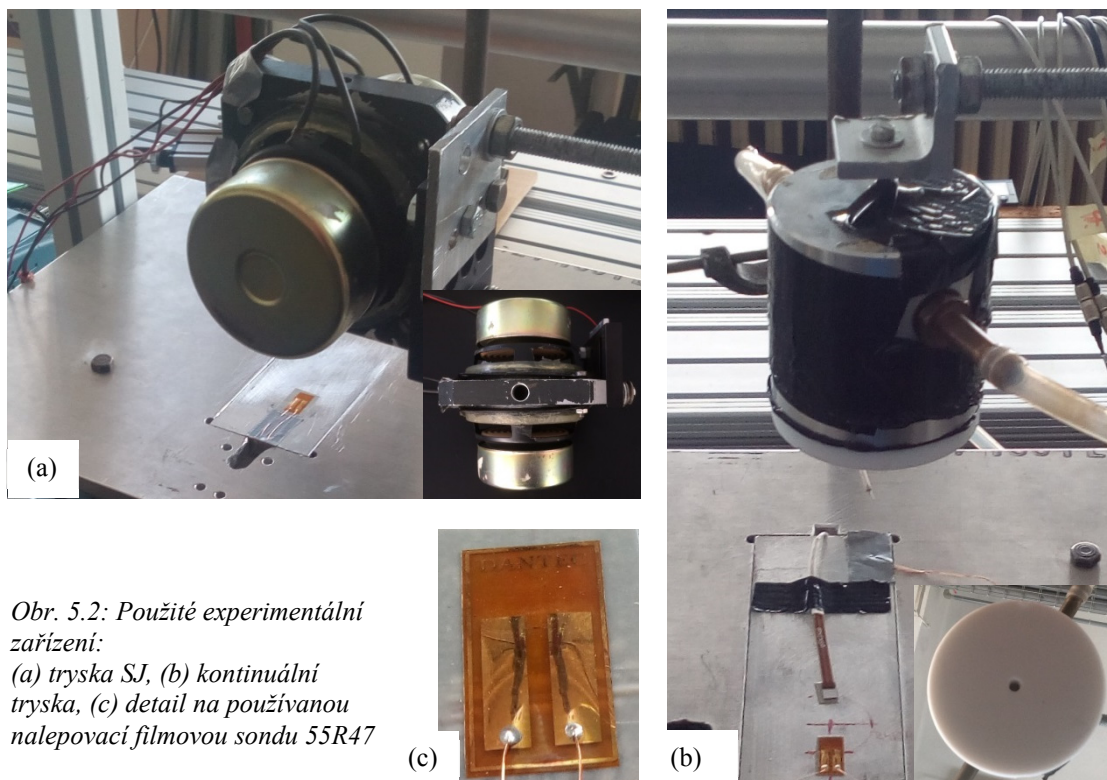
Schéma uspořádání ukazuje obr. 5.1. Syntetizovaný proud (SJ) je z dutiny akčního členu generován výstupním otvorem o průměru $D = 10$ mm pomocí dvou membrán reproduktoru (Monacor SP 60/4) pracujících ve fázi. Průměr membrán reproduktoru je $D_D = 75$ mm. SJ dopadá na hliníkovou desku (o rozměrech 350×260 mm) umístěnou ve vzdálenosti H od výstupního otvoru akčního členu. V tomto experimentu je deska namontována nepohyblivě, naopak akční člen SJ je uchycen na traverzovacím zařízení umožňující pohyb ve všech osách souřadného systému. Vyhřívání desky zajišťuje topná fólie (130×130 mm) nalepená na její spodní stranu. Teplota zahřívání desky je udržována na stejné teplotě jako je teplota drátku sondy, což zajišťuje systém termočlánků napojených na PID regulátor, který zapíná a vypíná napájení topné fólie. Termočlánky jsou na desce umístěny tak, aby nebyly ovlivněny proudem vzduchu z akčního členu SJ.

Reproduktory jsou zapojeny paralelně (pracují ve fázi) a dohromady jsou napájeny sinusovým signálem o příkonu 3 W. Pracovní frekvence akčního členu je 74 Hz.

Pro experimenty, kdy je impaktní proud tvořen prouděním z kontinuální kruhové trysky, byla použita tryska s následujícími rozměry: průměr výstupního otvoru $D_{VO} = 4$ mm, vnitřní průměr a vnitřní výška trysky $D_T = 50$ mm, resp. $H_T = 50$ mm. Tryska je připojena na zdroj tlakového vzduchu a systém regulačních ventilů pak zajišťuje požadovaný konstantní průtok vzduchu, resp. požadovanou rychlost proudění tekutiny z výstupního otvoru.



Obr. 5.1: Schematické uspořádání experimentu se SJ



Obr. 5.2: Použité experimentální zařízení:
(a) tryska SJ, (b) kontinuální tryska, (c) detail na používanou nalepovací filmovou sondu 55R47

5.1.2 NASTAVENÍ TERMOANEMOMETRU

Experiment je proveden s využitím termoanemometru DANTEC 90C10 nastaveného v režimu konstantní teploty. Samotný experiment je rozdělen pak na dvě části:

- měření rychlostního pole SJ a určení časově středované rychlosti U_0 , včetně výpočtu Reynoldsova čísla,
- určení součinitele přestupu tepla na zahřívané desce.

Pro měření rychlosti bez ovlivnění proudu deskou je použita přímá jednodrátková sonda DANTEC 55P11, pro měření rychlosti u stěny desky pak sonda DANTEC 55P15¹. Experimenty pak jsou prováděny při vzorkovací frekvenci 10 kHz a počtu vzorků 32 768. Kalibrace sondy je provedena v rozsahu $(0.5-30) \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Pro přepočtení na sondě naměřeného napětí na rychlost je použita polynomická křivka 5. řádu (viz rovnice (4.15), kap. 4.1.3). Chyba přepočtu při použití této křivky pak činí méně než 0.2 %.

Pro měření součinitele přestupu tepla je použita nalepovací filmová sonda DANTEC 55R47, která je umístěna na zahřívané desce. Vzorkovací frekvence a počet vzorků jsou opět nastaveny na 10 kHz, respektive 32 768. K minimalizování tepelných ztrát z drátku sondy do desky je potřeba udržovat teplotu desky na stejné, nebo velmi blízké teplotě drátku sondy:

$$T_{\text{over}} + T_a \geq T_w, \quad (5.1)$$

kde teplota T_{over} (°C) je nastavována na termoanemometru pomocí součinitele přehřátí a , T_a je teplota okolního vzduchu nasávaného a vyfukovaného výstupním otvorem akčního členu SJ. Součet těchto teplot dává teplotu drátku sondy, tj. $T_{\text{over}} + T_a = T_{\text{wire}}$. T_w je pak teplota zahřívané desky. Teplotní difference mezi drátkem sondy a zahřívanou deskou by měla být co možná nejmenší, v našem případě nepřesáhla 5.3 °C. Nerovnost „ \geq “ je způsobena regulátorem PID, který nastavuje teplotu topné fólie, resp. teplotu desky v regulačním (sledovaném) pásmu teplot.

5.1.3 PRINCIP VYHODNOCENÍ NAMĚŘENÝCH DAT

Při termoanemometrickém měření jsou surová data získána ve formě napětí měřeného na Wheatstoneově můstku. V případě experimentů, kde se vyskytuje syntetizovaný proud, je získaný signál (tj. okamžitá složka napětí) fázově průměrován. Fázové průměrování lze vyjádřit jako:

$$e(t) = E + E_p(t/T) + e'(t/T), \quad (5.2)$$

¹ Jednodrátková sonda 55P15 má oproti sondě 55P11 odsazené hroty, mezi které je napnut drátek, od těla sondy, díky tomuto tvaru je možné dle výrobce [82] provádět měření v oblasti mezní vrstvy. Tvar hrotu tedy umožňuje měření co nejbližší pevné stěny bez vlivu těla sondy, které se nachází mimo mezní vrstvu.

kde E , $E_p(t/T)$, $e'(t/T)$ je časově středovaná, periodická, resp. flukтуаční složka signálu.

Základní tepelná bilance na elementu nalepovací sondy je, stejně jako v rovnici (4.2):

$$d\dot{Q}_J = d\dot{Q}_{\text{conv}} + d\dot{Q}_{\text{cond}} + d\dot{Q}_{\text{rad}} + d\dot{Q}_{\text{ac}},$$

kde $d\dot{Q}_J$ teplo generované v elementu sondy, $d\dot{Q}_{\text{conv}}$ je teplo přenesené konvekcí do okolí, $d\dot{Q}_{\text{cond}}$ teplo odvedené do stěny (teplo odvedené do sondy můžeme vzhledem k jejím rozměrům zanedbat), $d\dot{Q}_{\text{rad}}$ teplo přenesené radiací do okolí (vzhledem k nízkému rozdílu teplot ho můžeme zanedbat), $d\dot{Q}_{\text{ac}}$ je teplo akumulované v sondě.

\dot{Q}_J lze určit podle vztahu pro Joulovo teplo jako:

$$\dot{Q}_J = R_{\text{wire}} I^2, \quad (5.3)$$

kde I (A) je proud procházející sondou a R_{wire} (Ω) je odpor sondy. Podle zapojení Wheatstonova můstku v režimu CT (obr. 5.3), lze I určit jako:

$$I = \frac{E}{R_{\text{total}} + R_{\text{bridge}}}. \quad (5.4)$$

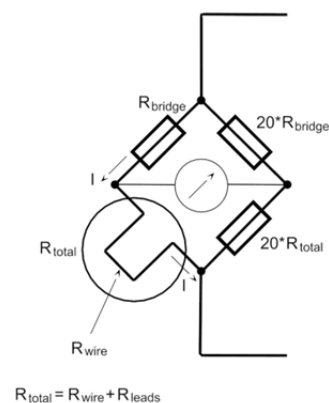
Teplo přenesené konvekcí do okolí tak lze určit s ohledem na nastavení odporů v termoanemometru, tj. celkového odporu R_{total} , odporu sondy R_{wire} a odporu Wheatstoneova můstku R_{bridge} jako, [87]:

$$\dot{Q}_{\text{conv}} = E^2 \frac{R_{\text{wire}}}{(R_{\text{total}} + R_{\text{bridge}})^2}. \quad (5.5)$$

Abychom dokázali izolovat vliv syntetizovaného proudu, je vhodné od sebe odečíst stavy s funkčním generátorem syntetizovaného proudu a stav, kdy není sonda ochlazována proudící tekutinou:

$$\dot{Q}_{\text{diss}} = (E_{\text{SJ}}^2 - E_0^2) \frac{R_{\text{wire}}}{(R_{\text{total}} + R_{\text{bridge}})^2}, \quad (5.6)$$

kde E_{SJ} and E_0 (V) je napětí naměřeného na drátku sondy, když tryska pracuje, resp. nepracuje. Spodní indexy použité v rovnicích (5.3)-(5.6) odpovídají označením získaných ze



Obr. 5.3: Wheatstoneův můstek v režimu CT

souborů generovaných softwarem StreamWare, který je použit pro nastavení a ovládání termoanemometru DANTEC.

Tepelný tok ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) je pak z tepelného výkonu vypočten jako:

$$q_{\text{diss}} = \frac{Q_{\text{diss}}}{1.5A_{\text{sensor}}}, \quad (5.7)$$

kde 1.5 násobek plochy drátku sondy představuje tzv. efektivní teplosměnnou plochu drátku. Hodnota 1.5 tak představuje kompenzaci teplosměnné plochy s ohledem na vedení tepla do zbytku sondy a do materiálu stěny [88].

Pro výpočet Nusseltova čísla je použit vztah:

$$\text{Nu} = \frac{(q_{\text{diss}} + q_{\text{cond}})D}{k_{\text{air}}(T_{\text{w}} - T_{\text{a}})}, \quad (5.8)$$

kde q_{cond} ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) je tepelný tok do stěny, resp. zahřívané desky, D (m) průměr výstupního otvoru akčního členu SJ, resp. kontinuální trysky, k_{air} ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) střední hodnota tepelné vodivosti vzduchu v mezní vrstvě. Součinitel přestupu tepla lze vyjádřit jako:

$$h = \frac{q_{\text{diss}} + q_{\text{cond}}}{(T_{\text{w}} - T_{\text{a}})}. \quad (5.9)$$

Ve vztazích (5.8) a (5.9) vystupuje ve jmenovateli zlomku teplota tekutiny T_{a} , tj. teplota vzduchu, který je v případě SJ do akčního členu nasáván a následně z něj vyfukován. V případě SJ tak systém pracuje pouze se vzduchem, který má teplotu okolí.

V případě kontinuálního proudu proudí z trysky stlačený vzduch z kompresoru, který může mít rozdílnou teplotu, než je teplota okolí. Toto je nutné vzít v úvahu při samotném měření a následném vyhodnocování dat.

Všechna data a výpočty jsou zpracovány vlastními procedurami v prostředí Matlab.

5.2 ÚLOHA Č. 2

5.2.1 EXPERIMENTÁLNÍ ZAŘÍZENÍ

Pro měření teplotních polí metodou DHI je použit Twyman-Greenův interferometr, jehož princip a schématické uspořádání experimentu pro měření teplotních polí znázorňuje obr. 5.4. Použitý laser má vlnovou délku 532 nm a výkon 150 mW. Svazek laseru se rozdělí polarizačním děličem BS1 (beam splitter) na dva svazky, kdy svazek 1 slouží jako referenční a svazek 2 jako objektový. Oba svazky jsou rozšířeny a prostorově filtrovány (spatial filter, SF) a kolimovány (CO). Protože objektový svazek prochází měřenou oblastí dvakrát (podruhé projde, když je odražen od zrcadla M3), měření má dvojitou citlivost. Referenční vlna a vlna objektu jsou rekombinovány dalším děličem svazků BS2 (zde je již vidět rozdíl mezi vlnami referenční a objektovou) a výsledný interferenční obrazec (digitální hologram) je zachycen 5 Mpx digitální kamerou AVT Stingray-F 504. Snímky jsou přenášeny do počítače pomocí rozhraní Fire Wire B umožňujícího rychlost snímků 6.5 FPS. Zaznamenané digitální hologramy jsou oříznuty na velikost 2048×2048 pixelů, protože algoritmus FFT použitý v procesu rekonstrukce potřebuje hodnoty 2^N , kde N je přirozené číslo. Celý experiment byl umístěn na optickém stole izolovaném od vibrací.

DHI experimenty byly prováděny na nesymetrických stacionárních a periodických nestacionárních teplotních polích pomocí tomografického přístupu².

Pro výzkum teplotního pole SJ, byly použity 2 typy akčního členu SJ. Oba tyto typy se skládaly z utěsněné dutiny, výstupního tvorů orientovaného nahoru a dvou membrán reproduktoru ARN-100-10/4 ($D_D = 94$ mm) pracujících ve fázi. Výstupní otvor prvního typu akčního členu byl jeden a měl průměr $D = 5$ mm, druhý typ akčního členu měl výstupní otvory dva, každý o průměru $D = 2$ mm, vzdálenost os otvorů byla 7 mm. Pracovní frekvence prvního, resp. druhého akčního členu byla 15 Hz, resp. 8 Hz. Znázornění obou akčních členů SJ ukazuje obr. 5.5, na obr. 5.5 b je pak vidět detail výstupních otvorů druhého akčního členu SJ.

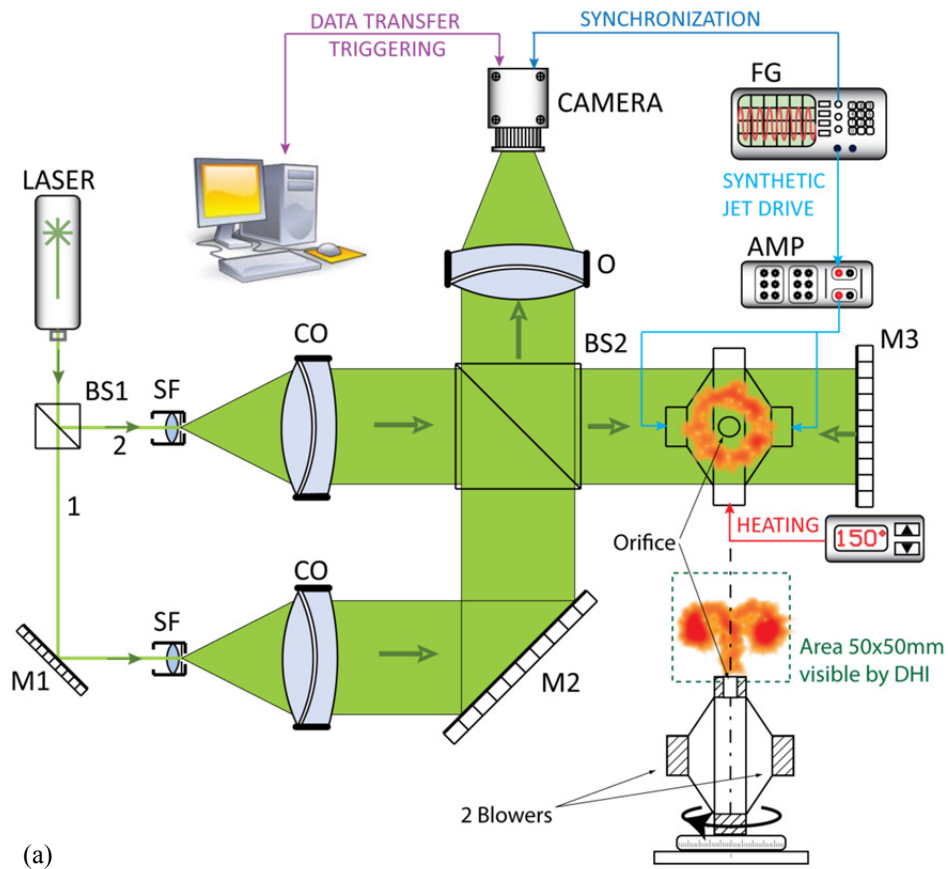
Stacionární teplotní pole bylo generováno kontinuální tryskou o vnitřních rozměrech dutiny $D_T = 50$ mm, resp. $H_T = 50$ mm (průměr, resp. výška), která má tři výstupní otvory o průměru 3 mm, osy otvorů jsou od sebe vzdálené 12 mm (obr. 5.6).

Pro potřeby experimentu bylo nutné zahřívat vzduch vyfukovaný z akčního členu SJ či kontinuální trysky. Ohřev byl proto zajištěn pomocí ohříváče ve tvaru patrony OMEGALUX CIR-10301/240 V, který byl vložen do trubice vsazené do dutiny akčního členu (schéma umístění na obr. 5.5 a). Ohříváč byl vybaven termočlánekem typu K, který byl připojen na PID regulátor umožňující řídit nastavení teploty ohříváče T_c až do 200 °C. PID regulátor v tomto případě umožnil nastavení teploty ohříváče s nepřesností menší než 0.2 K.

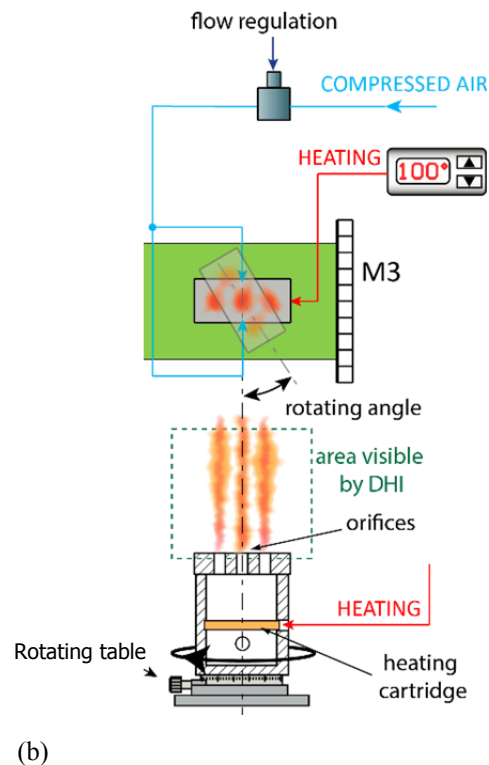
Pro zachycení proudů z různých úhlů projekcí byla tryska upevněna na dálkově řízeném otočném stojanu, který umožňoval otočení o 360°. Po zaznamenání referenčního hologramu

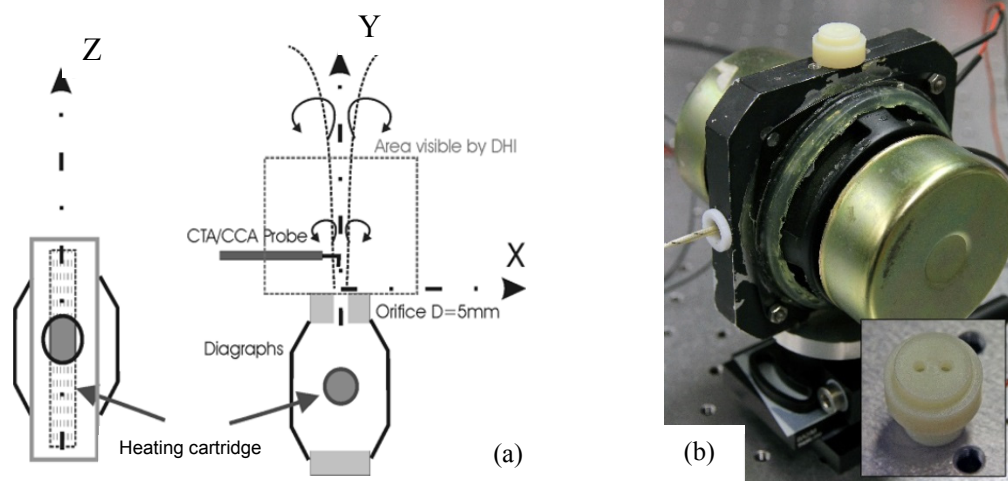
² Tomografický přístup znamená, že teplotní pole jsou sledována ve smyslu Eulerova kontrolního objemu.

byla tryska otáčena v rozsahu 0° - 178° s krokem 2° , přičemž měření probíhala po každém pootočení.

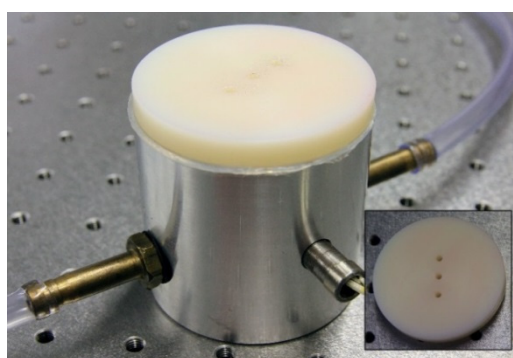


Obr. 5.4: (a) Schéma uspořádání Twaymann-Greenova interferometru s dvojitým průchodem objektového paprsku, (b) detail na měřicí rovinu s použitím kontinuální trysky
 BS1 – polarizační rozdělovač paprsku (beam splitter), SF – prostorový filtr (spatial filter), CO – kolimační objektiv (collimation objective), BS2 nepolarizační rozdělovač paprsku, O – čočka objektivu, M – zrcadlo, FG – generátor signálu (function generator), AMP – zesilovač (amplifier)





Obr. 5.5: Experimentálního uspořádání SJ pro měření pomocí DHI: (a) akční člen se skládá z topné patrony, dvojice reproduktorů a výstupního otvoru, (b) detail na výstupní otvory druhého akčního členu

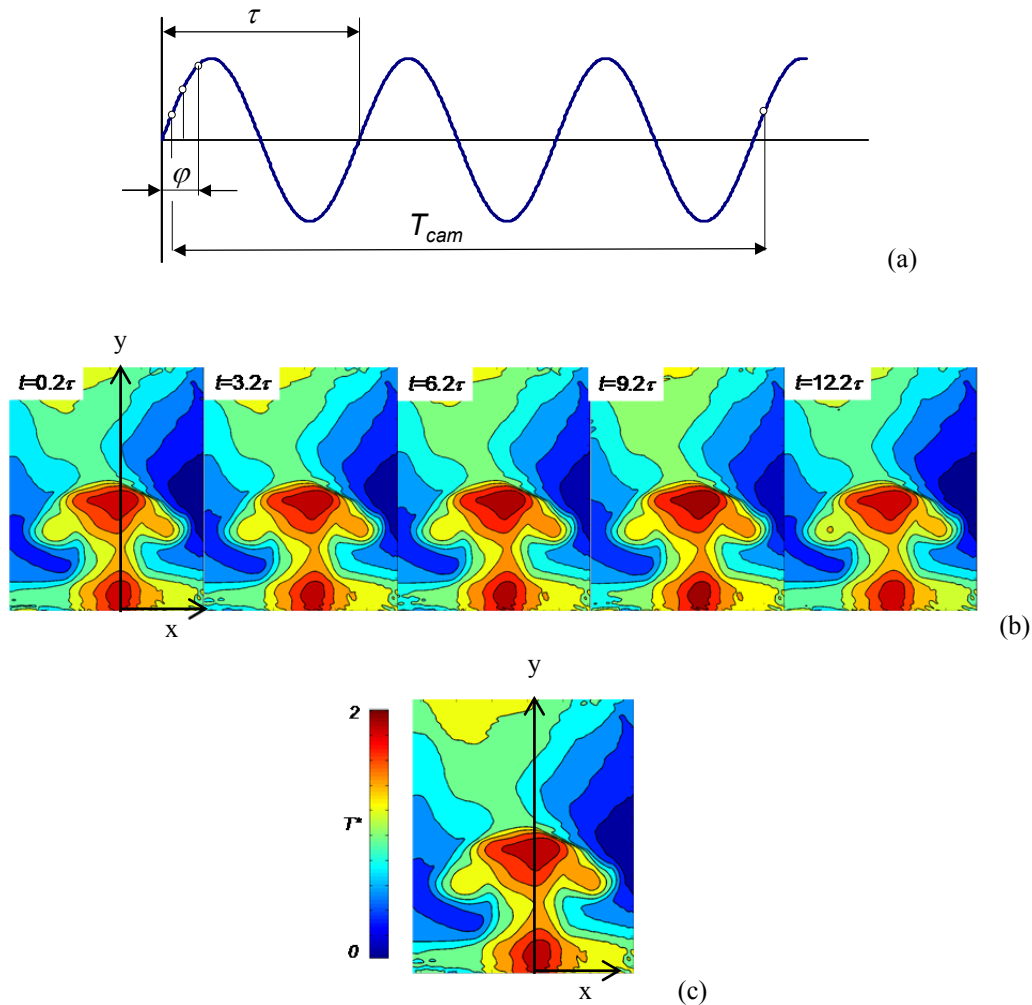


Obr. 5.6: Kontinuální tryška s topnou patronou umístěnou v prostoru dutiny tryšky, detail na výstupní otvory

5.2.2 SYNCHRONIZACE EXPERIMENTU

Pro měření nesymetrických teplotních polí, jako je kontinuální tryška se třemi výstupními otvory, je nutné provést měření z několika projekcí, z kterých je získáno 3D teplotní pole s využitím tomografie. V případě měření SJ, kdy dochází k periodickým pulzacím proudu, je nutné synchronizovat akční člen SJ s měřicím systémem, resp. s externím spouštěním záznamové kamery. Princip synchronizace ukazuje obr. 5.7 a. Synchronizace kamery a měřeného děje přináší tři výhody. Na jedné straně je to možnost proměření celé periody (koherentního) děje kamerou s výrazně delší periodou snímání. Jak je napsáno v kap. 5.2.1, akční člen SJ pracuje s frekvencí 15 Hz (perioda děje je 67 ms), resp. 8 Hz (125 ms). Použitá 5 Mpx kamera je poměrně pomalá, její maximální frekvence snímání v tomto rozlišení je cca 6 FPS (perioda 167 ms). Aby bylo dosaženo dobrého časového rozlišení, je potřeba nejméně 300 FPS při frekvenci 15 Hz, tzn. 20 vzorků za periodu, resp. při frekvenci 8 Hz

37 vzorků za periodu. Za předpokladu podobnosti vírů při vyfukování tekutiny z trysky SJ, lze synchronizovat zachycení jednotlivých snímků na kameru v konkrétně zvoleném čase periody SJ, tzn. schopnost zachytit konkrétní fázi SJ (např. max. výfuk, či max. nasávání tekutiny do trysky).



Obr. 5.7: (a) Princip synchronizace, φ je měřená fáze periody, T_{CAM} perioda daná snímkovací rychlostí kamery, sinusoida představuje periodický vývoj SJ, (b) 2D fázová pole SJ, snímky jsou měřené ve stejné fázi v různých periodách, (c) fázově průměrované teplotní pole SJ

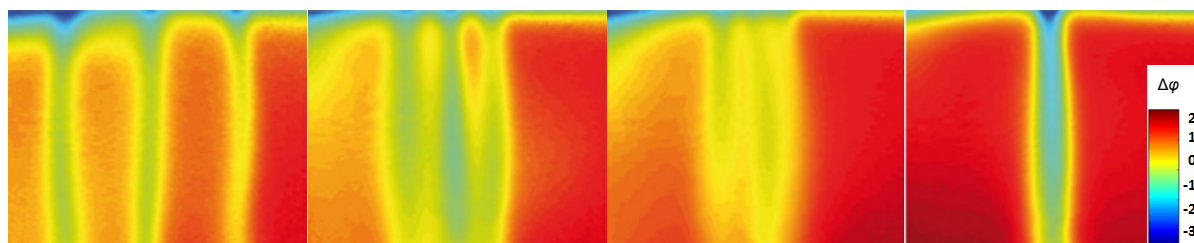
Další výhodou synchronizace je zlepšení poměru signál-šum. Je-li uvažován periodický signál, lze jeho okamžitý stav popsat pomocí jeho časově střední hodnoty, periodické složky a flukuační složky. Cílem výzkumu SJ je především charakter periodické složky. Synchronizací lze získat mnoho měření, které odpovídají stejné fázi vyfukování tekutiny z trysky, viz obr 5.7 b. Průměrováním těchto měření ve stejné fázi vyfukování tekutiny z trysky SJ z různých period je eliminován vliv náhodné složky, a tím je zvýrazněn požadovaný signál.

Poslední zmiňovaný význam synchronizace kamery s periodickým dějem souvisí s nutností získání měření z různých projekcí v případě asymetrických teplotních polí. Možnost

„zmrazení“ děje umožňuje naměřit periodickou složku SJ pro různé projekce, z kterých lze rekonstruovat 3D teplotní pole, viz kapitola 6.2.

5.2.3 PRINCIP VYHODNOCENÍ NAMĚŘENÝCH DAT

Výstupem měření je sada digitálních hologramů. Hologram zaznamenaný bez přítomnosti teplotního pole se nazývá referenční a obsahuje informaci o optických aberacích³ soustavy. Další hologramy jsou zaznamenány v různých fázích měřeného děje. Jednotlivé hologramy jsou zpracovány dle postupu v kapitole 4.2 a 4.2.1 a s využitím referenčního hologramu jsou vypočteny interferenční fázová pole, vyjadřující změnu fáze objektové vlny mezi referenčním a měřeným stavem. Odpovídající fázová pole lze průměrovat za účelem zvýraznění stacionární či periodické složky teplotního pole v případě kontinuální trysky či SJ. Tento postup je opakován pro různé projekce (natočení otočného stojanu). Pole interferenční fáze kontinuální trysky se třemi výstupními otvory (obr. 5.6) naměřené v různých projekcích (0°, 30°, 60°, 90°) znázorňuje obr. 5.8.



Obr. 5.8: Fázové pole kontinuální trysky se třemi výstupními otvory s úhlem natočení 0°, 30°, 60° a 90° (z leva do prava)

Tomografický přístup vychází z řešení rovnice (4.25), která je matematicky ekvivalentní Radonově⁴ transformaci:

$$\Delta\varphi(s, \theta) = \iint \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(x, z) \delta(x \cos\theta + z \sin\theta - s) dx dz \quad (5.10)$$

kde Δn je rozložení indexu lomu v kartézských souřadnicích, δ Diracův puls, θ úhel projekce a s posunutí od počátku souřadného systému. Rekonstrukce změny indexu lomu je založena na zpětné projekci matematicky popsané inverzní Radonovou transformací:

$$\Delta n(x, z) = \frac{\lambda}{2\pi} \int_0^\pi \Delta\varphi(x \cos\theta + z \sin\theta, \theta) d\theta \quad (5.11)$$

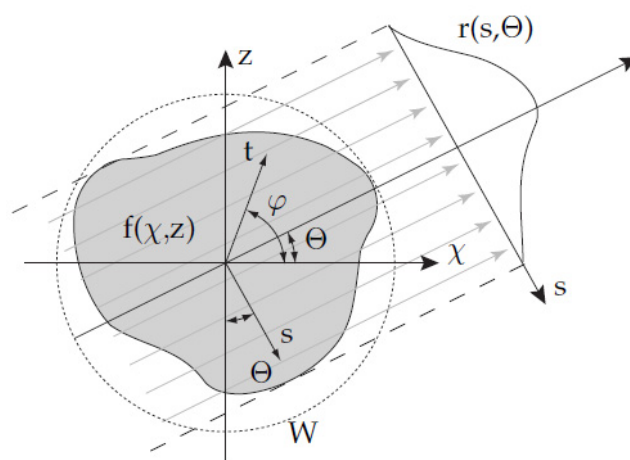
³ Aberace – odchylka, vada.

⁴ Prof. Johann Karl Gustav Radon (16.12.1887, Děčín, – 25.5.1956, Vídeň) byl rakouský matematik. Zabýval se hlavně matematickou analýzou a geometrií, [91].

Operace zpětné projekce šíří naměřenou informaci o fázi zpět do obrazového prostoru podél promítacích cest a tak je získáno objemové rozložení indexu lomu.

Při řešení úlohy zpětné Radonovy transformace je vhodné přeuspořádat matici fázových polí (x, y, θ) tak, že získáme sadu matic, které jsou funkce úhlu projekce a osy kolmé k ose otáčení (x, θ) , viz obr. (5.9). Takto uspořádané matice jsou známé jako sinogram. 3-D teplotní rozložení lze ze sinogramů rekonstruovat pomocí např. implementované funkce „iradon“ v prostředí MATLAB.

Pro výpočet objemového rozložení teploty lze využít rovnic (4.30). Rekonstruovaná distribuce teploty ve 3D prostoru je znázorněna na obr. 6.16 a 6.18.



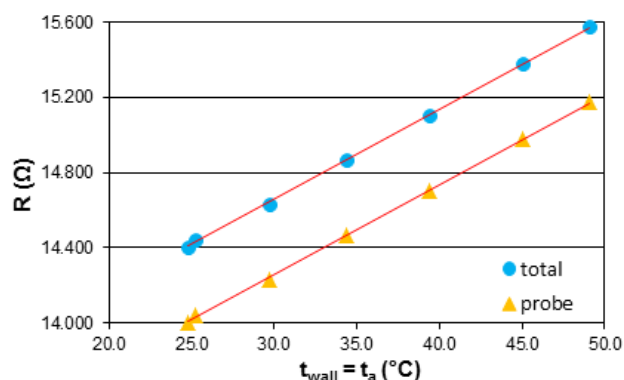
Obr. 5.9: Sinogram 2D indexů lomů, převzato z [86]

6. DISKUZE VÝSLEDKŮ

6.1 ÚLOHA Č. 1

6.1.1 ZÁVISLOST ODPORU NA TEPLITĚ

Prvním krokem experimentu je správné nastavení termoanemometrického systému a určení vlastností nalepovací filmové sondy 55R47 použité pro měření součinitele přestupu tepla. Je proto nutné určit závislost odporů (celkového a vlastní sondy) na teplotě. Předpokladem dle [81] byla při správném zapojení a fungování systému lineární teplotní závislost elektrického odporu sondy, která byla měřením v klimakomoře potvrzena. Klimakomora byla použita pro nastavení konstantní teploty okolí a (tím pádem po ustálení) teploty desky. Na desce nalepená sonda byla udržována na stejné teplotě, jako měla deska, která v tomto případě nebyla zahřívána topnou fólií, ale pomocí teploty okolního vzduchu. Obr. 6.1 zobrazuje lineární závislost celkového odporu systému, resp. sondy na teplotě desky, resp. teploty vzduchu v klimakomoře. Hodnota odporu naměřeného na sondě je oproti celkové hodnotě nižší o součet odporů držáku sondy, propojovacích kabelů a vedení.



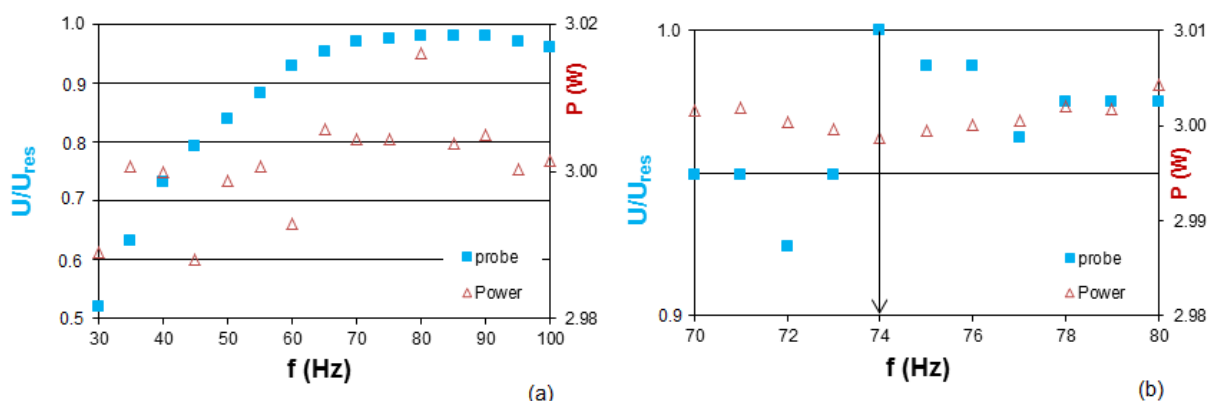
Obr. 6.1: Závislost celkového odporu systému (total) a odporu sondy 55R47 (probe) na teplotě desky

6.1.2 URČENÍ RESONANČNÍ FREKVENCE AKČNÍHO ČLENU SJ

Jak je uvedeno v kapitole 3.2.2, mezi hlavní parametry syntetizovaného proudu patří určení rezonanční (pracovní) frekvence akčního členu SJ. Při této frekvenci dosahuje akční člen nejvyšší amplitudy rychlosti výtoku a hmotnostního toku tekutiny pro stejný příkon membrán.

Resonanční frekvenci lze vyjádřit analytickým výpočtem dle rovnice (3.7), popř. experimentálně.

Experimentální určení bylo provedeno termoanemometrem v režimu konstantní teploty sondou 55P11 při konstantním elektrickém příkonu membrán 3 W. Chyba nastavení při udržení příkonu byla do 0.66 %. Resonanční frekvence byla hledána v intervalu (30-100) Hz. Maximální napětí na sondě, resp. rychlost výfuku byla nalezena při frekvenci 74 Hz. Veškeré experimenty proto byly prováděny při frekvenci akčního členu SJ 74 Hz. Obr. 6.2 zobrazuje závislost bezrozměrné rychlosti na frekvenci. Z obr. 6.2 b je patrné, že hodnota resonanční frekvence není závislá na odchylkách od požadovaného příkonu 3 W.



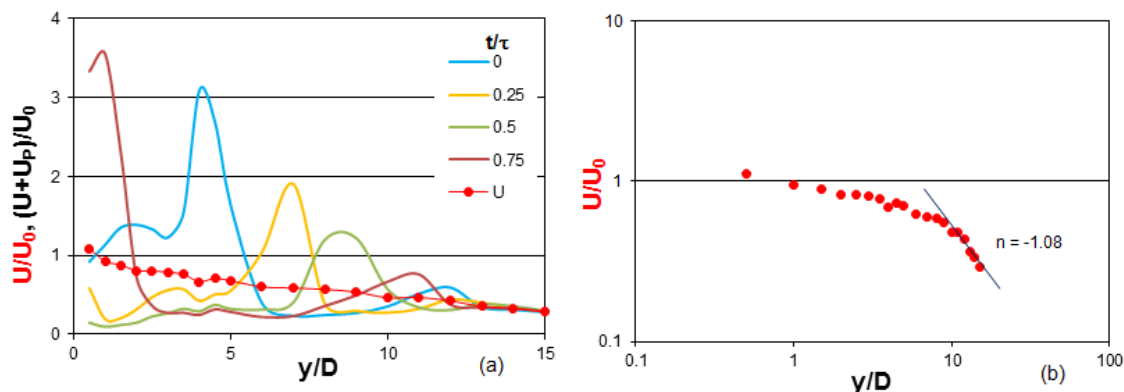
Obr. 6.2: (a) Frekvenční charakteristika akčního členu SJ ($P = 3 \text{ W}$), (b) detailní pohled
Označení „probe“ představuje rychlost měřenou sondou, „power“ příkon akčního členu SJ, U_{res} je rychlost naměřená při resonanční frekvenci 74 Hz

6.1.3 SYNTETIZOVANÝ PROUD – MĚŘENÍ RYCHLOSTI

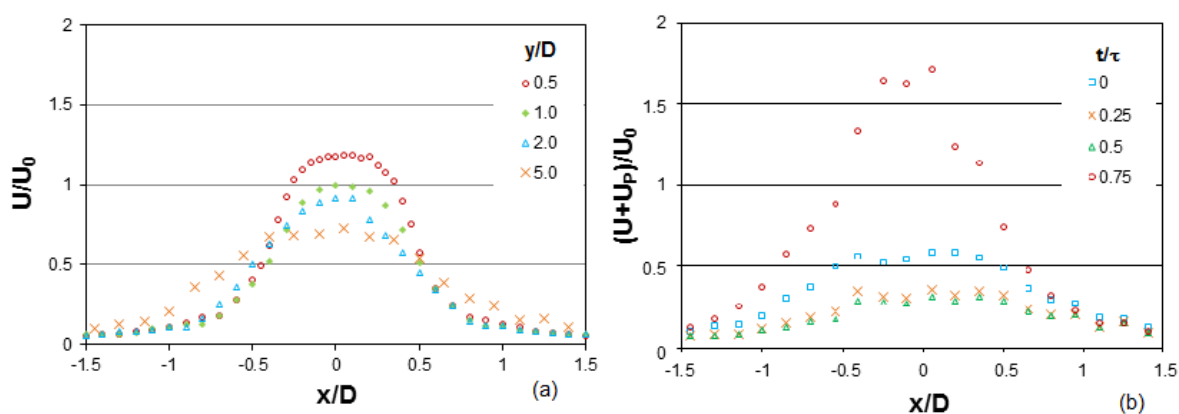
Měření rychlosti bylo provedeno pro zjištění hlavních parametrů a charakteru SJ (viz kap. 3.2.2), zároveň posloužilo pro nastavení parametrů kontinuálního proudu. Z naměřené okamžité rychlosti $u_0(t)$ ve výstupním otvoru akčního členu byla určena časově středovaná rychlost U_0 (rovnice (3.1 a)) jako 7.12 m/s. Reynoldsovo číslo SJ je pak 4563, viz rovnice (3.3 a). Délka sloupce (zdvihu) SJ je určena pomocí rovnice (3.2 a) jako $L_0/D = 9.63$.

Obr. 6.3 a znázorňuje závislost fázově průměrované rychlosti U_p v různých fázích periody a časově středované rychlosti U na vzdálenosti od výstupního otvoru akčního členu (obr. 5.1). Se zvyšující se vzdáleností rychlost klesá. Jsou zde patrné oscilace proudění, které postupně klesají, až ve vzdálenosti $y/D = 13$ vymizí (od této vzdálenosti má SJ charakter proudění z kontinuální trysky). Na obr. 6.3 b je vynesena závislost časově středované rychlosti na vzdálenosti y v logaritmických souřadnicích, kde vymizení oscilací SJ potvrzuje směrnice $n = -1.08$. Hodnota -1.08 odpovídá charakteru proudění z kontinuální trysky, kdy pokles rychlosti se zvyšující se vzdáleností odpovídá $U/U_0 \sim (y/D)^{-1.0}$, viz [33].

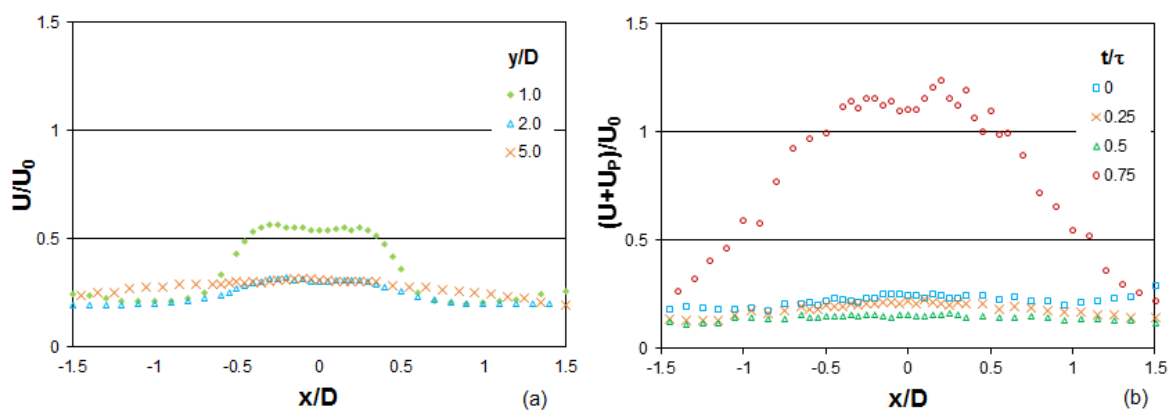
Obr. 6.4 a zobrazuje profily časově středované rychlosti v různých vzdálenostech od výstupního otvoru, obr. 6.4 b pak fázově průměrované profily rychlosti v různých časech periody ve vzdálenosti $y/D = 5$.



Obr. 6.3: (a) Závislost fázově průměrované rychlosti v různých časech periody a časově středované rychlosti na vzdálenosti od výstupního otvoru akčního členu, (b) závislost časově středované rychlosti na vzdálenosti od výstupního otvoru v logaritmických souřadnicích



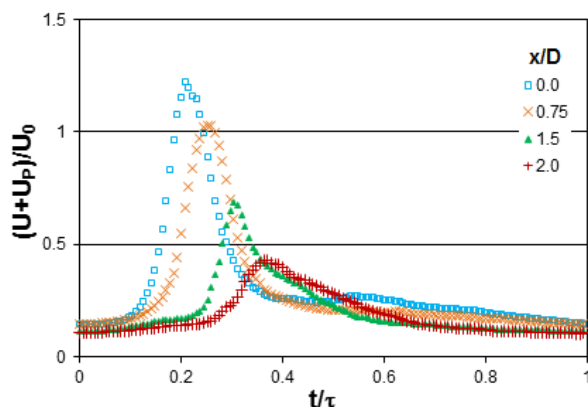
Obr. 6.4: (a) Profily časově středované rychlosti SJ v různých vzdálenostech od výstupního otvoru, (b) profily fázově průměrované rychlosti SJ během pracovního cyklu ve vzdálenosti $y/D = 5$



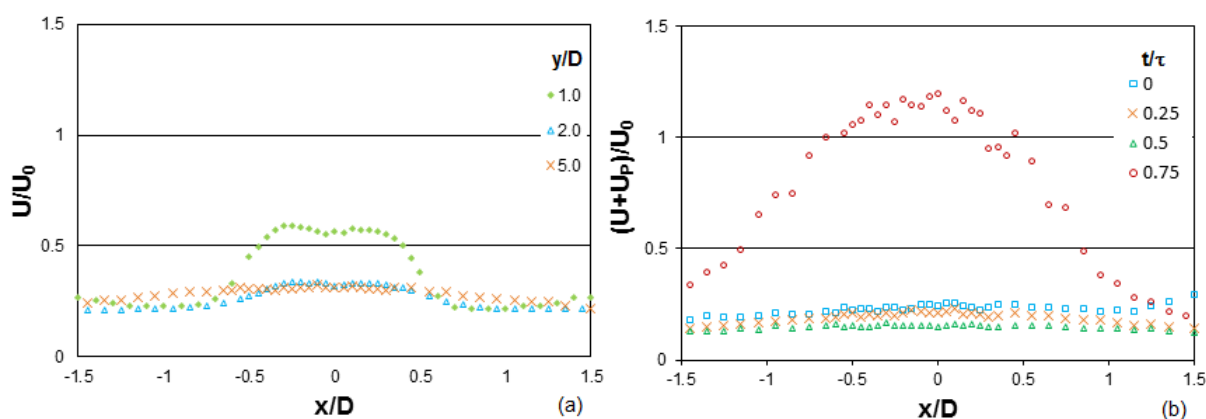
Obr. 6.5: (a) Profily časově středované rychlosti SJ v různých vzdálenostech desky od výstupního otvoru, (b) profily fázově průměrované rychlosti SJ během pracovního cyklu ve vzdálenosti $y/D = 5$; $t_w = 35^\circ\text{C}$

Ve všech experimentech provedených v této práci jsou fáze periody značeny následovně: $t/\tau=0$ je počátek nasávání tekutiny do dutiny akčního členu, $t/\tau=0.25$ maximální nasávání, $t/\tau=0.5$ počátek vyfukování tekutiny a $t/\tau=0.75$ maximální vyfukování.

Měření, jehož výsledky zobrazují obr. 6.3 a 6.4 byla provedena bez vlivu desky. Naopak u následujících grafů v této podkapitole již vliv desky zahrnut je. Tato měření byla provedena jak v případě desky zahříváné, jejíž teplota byla udržována na 35 °C, tak v případě desky nezahříváné, jejíž teplota odpovídala teplotě okolí. Drátek sondy 55P15 byl ve všech těchto případech umístěn 1 mm od desky. Vzdálenost od výstupního otvoru trysky byla $H = (10, 20 \text{ a } 50) \text{ mm}$, tj. $y/D = (1, 2 \text{ a } 5)$.



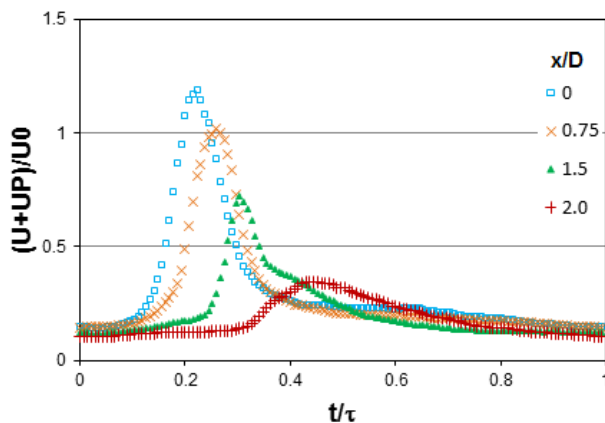
Obr. 6.6: Průběh rychlosti v závislosti na čase a vzdálenosti od osy trysky, $y/D = 5$; $t_w = 35 \text{ °C}$



Obr. 6.7: (a) Profily časově středované rychlosti SJ v různých vzdálenostech desky od výstupního otvoru, (b) profily fázově průměrované rychlosti SJ během pracovního cyklu ve vzdálenosti $y/D = 5$; nezahříváná deska

Obr. 6.5 a ukazuje časově středované rychlosti měřené pro různé vzdálenosti zahříváné desky od výstupního otvoru, obr. 6.5 b pak fázově průměrované profily rychlosti v různých časech periody pro vzdálenost desky od výstupního otvoru $y/D = 5$.

Na obr. 6.6 je ukázán vývoj rychlosti, resp. posun vírových struktur, který vytváří SJ, v závislosti na časové periodě a vzdálenosti od osy výstupního otvoru.



Obr. 6.8: Průběh rychlosti v závislosti na čase a vzdálenosti od osy trysky, $y/D = 5$; nezahříváná deska

Na obr. 6.7 a jsou zobrazeny časově středované rychlosti měřené pro různé vzdálenosti nezahříváné desky od výstupního otvoru. Obr. 6.7 b zobrazuje fázově průměrované profily rychlosti v různých časech periody pro vzdálenost desky od výstupního otvoru $y/D = 5$ opět pro případ nezahříváné desky. Posun víru SJ v blízkosti nezahříváné desky v závislosti na čase a vzdálenosti od osy akčního členu ukazuje obr. 6.8.

6.1.4 SYNTETIZOVANÝ PROUD – MĚŘENÍ SOUČINITELE PŘESTUPU TEPLA

Součinitel přestupu tepla byl určován při různých teplotách zahříváné desky t_w . Pro danou teplotu desky byla nastavována pracovní teplota sondy t_{wire} dle rovnice (5.1) co možná nejbližší teplotě desky. Pracovní teplota sondy byla nastavena vhodnou volbou odporu dekády R_{dec} Wheatsonova můstku podle vztahu:

$$R_{dec} = BR[(1 + a_h)R_f + R_{sup}], \quad (6.1)$$

kde BR je poměr odporů v můstku (bridge ratio) a R_{sup} je odpor přívodních vodičů.

Nastavené hodnoty přehřátí a_h a odpovídající teploty desky a sondy ukazuje následující tabulka.

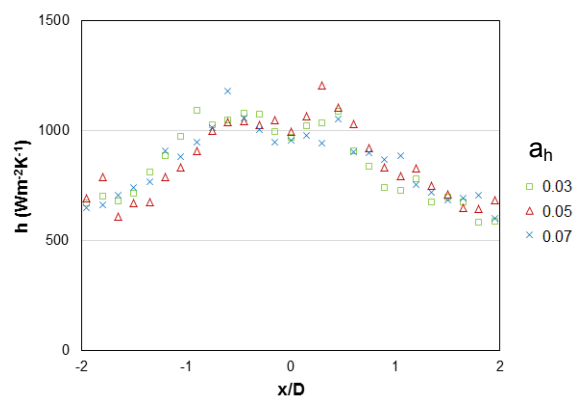
Tab. 6.1: Hodnoty nastavené v termoanemometrickém systému pro měření SJ

Součinitel přehřátí a_h (1)	Teplota desky t_w (°C)	Nastavená teplota drátku t_{wire} (°C)	Skutečná teplota drátku t_{wire_s} (°C)
0.03	35.0	37.0	37.55
0.05	42.0	43.0	44.88
0.07	49.0	50.5	54.22

Odlišnost mezi nastavenou teplotou drátku a skutečnou teplotou drátku sondy byla způsobena podmínkami v laboratoři, resp. teplotou t_a , která v průběhu měření nebyla konstantní.

Pokud předpokládáme, že teplota sondy se blíží teplotě desky, měly by být vyhodnocené hodnoty součinitele přestupu tepla stejné, resp. velmi blízké bez ohledu na nastavení teploty desky a součinitele přehřátí, což ukazuje obr. 6.9.

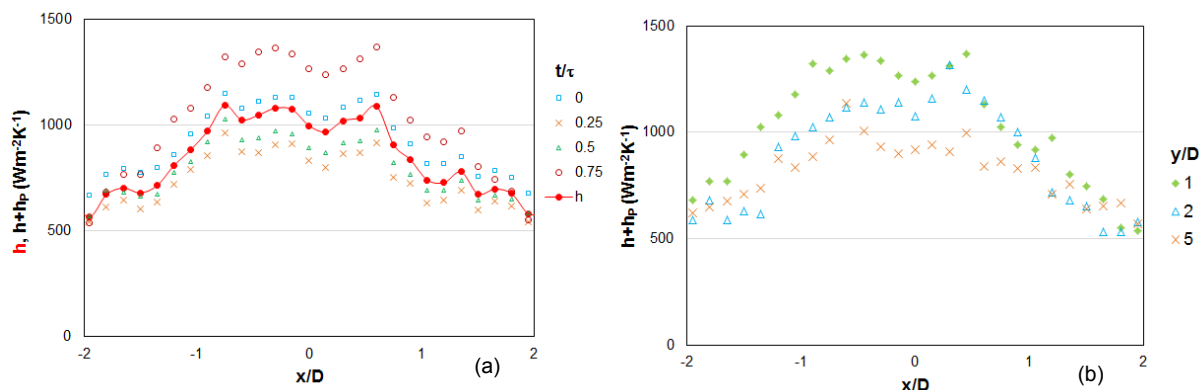
Obr. 6.10 a zobrazuje časově středované a fázově průměrované hodnoty HTC měřené při přehřátí $a_h = 0.03$ ve vzdálenosti desky 10 mm od výstupního otvoru. Hodnoty HTC získané při maximálním výfuku tekutiny z akčního



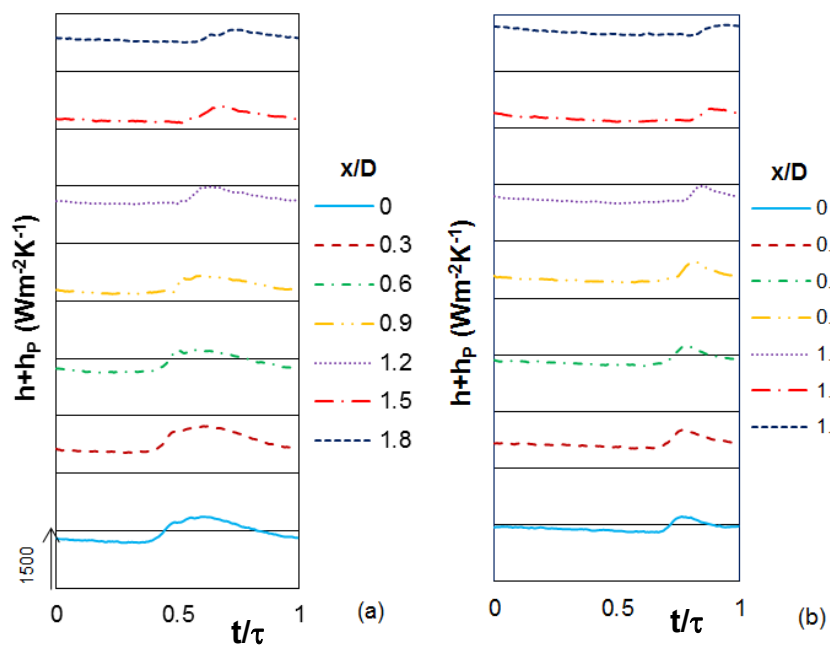
Obr. 6.9: Časově středovaná hodnota HTC měřená pro různé součinitele přehřátí ve vzdálenosti $y/D = 1$

členu SJ jsou ukázány na obr. 6.10 b, jak je předpokládáno, nejvyšší hodnoty HTC dosáhne v případě nejmenší vzdálenosti desky od výstupního otvoru.

Průběh hodnot HTC v závislosti na čase a vzdálenosti od osy výstupního otvoru ukazuje obr. 6.11.



Obr. 6.10: (a) Profily časově středované hodnoty HTC a fázově průměrovaných hodnot HTC během pracovního cyklu ve vzdálenosti $y/D = 1$; (b) HTC při fázi maximálního výfuku z trysky ($t/\tau = 0.75$) v různých vzdálenostech od výstupního otvoru; $a_h = 0.03$

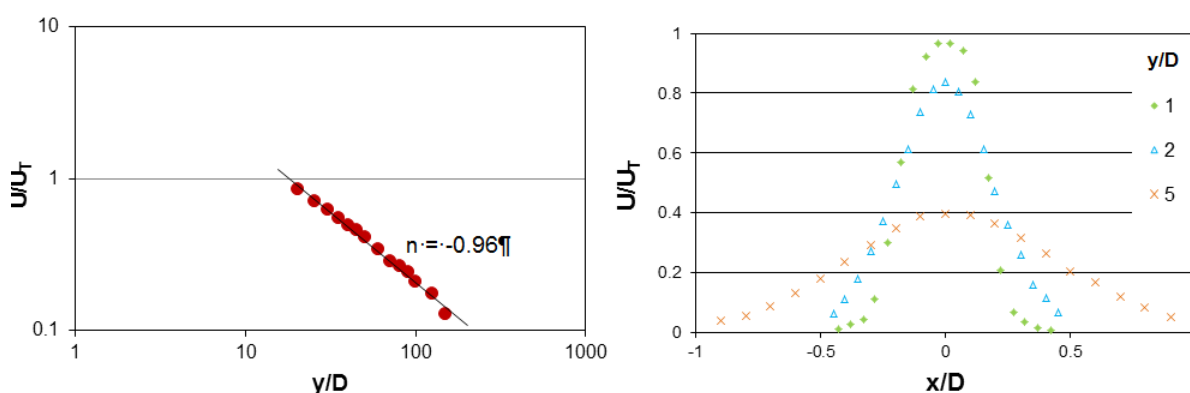


Obr. 6.11: Průběh hodnot HTC v závislosti na čase a vzdálenosti od osy akčního členu SJ ve vzdálenosti (a) $y/D = 1$, (b) $y/D = 5$; hodnoty posunuté o 1500; $a_h = 0.03$

6.1.5 KONTINUÁLNÍ TRYSKA – MĚŘENÍ RYCHLOSTI

Hodnota rychlosti ve výstupním otvoru byla nastavena tak, aby byla zachována rovnost Reynoldsových čísel pro SJ a pro kontinuální trysku, tj. $\frac{U_0 \cdot D}{\nu} = \frac{U_T \cdot D_{VO}}{\nu}$. Jak bylo řečeno výše, v případě SJ byla určena časově středovaná rychlost $U_0 = 7.12$ m/s a Reynoldsovo číslo $Re_{SJ} = 4563$. Hodnota rychlosti ve výstupním otvoru kontinuální trysky U_T byla na základě těchto hodnot vypočtena 17.8 m/s a při této rychlosti byly provedeny veškeré experimenty.

Obr. 6.12 a zobrazuje závislost časově středované rychlosti na vzdálenosti od trysky v logaritmických souřadnicích, přičemž hodnota -0.96 potvrzuje charakter proudění kontinuální trysky. Obr. 6.12 b pak ukazuje profily časově středované rychlosti v různých vzdálenostech od trysky.



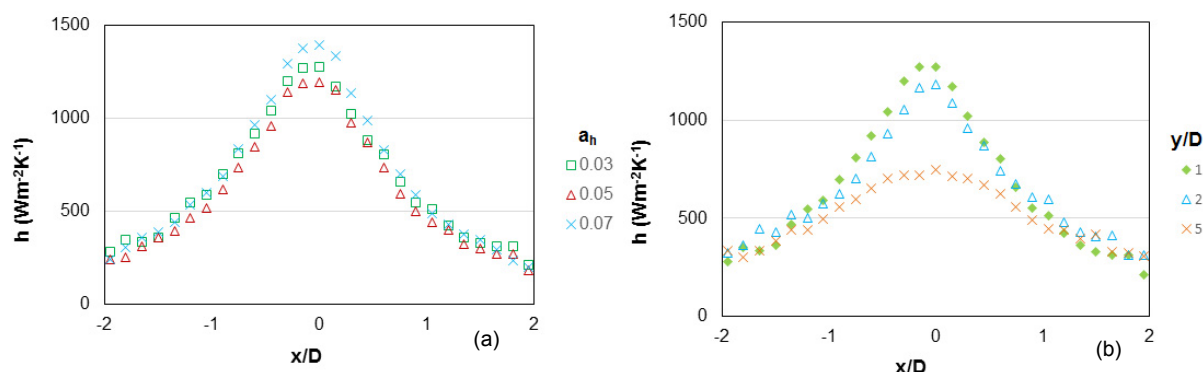
Obr. 6.12: (a) Závislost rychlosti kontinuálního proudu na vzdálenosti od trysky v logaritmických souřadnicích, (b) profily rychlosti v různých vzdálenostech od trysky

6.1.6 KONTINUÁLNÍ TRYSKA – MĚŘENÍ SOUČinitele PŘESTUPU TEPLA

Nastavené hodnoty termoanemometrického systému pro měření HTC způsobeného impaktem proudu z kontinuální trysky na zahřívanou desku jsou uvedené v tab. 6.2.

Tab. 6.2: Hodnoty nastavené v termoanemometrickém systému pro měření kontinuální trysky

Součinitel přehřátí a_h (1)	Teplota desky t_w (°C)	Nastavená teplota drátku t_{wire} (°C)	Skutečná teplota drátku t_{wire_s} (°C)
0.03	35.0	36.0	36.55
0.05	42.0	43.0	43.08
0.07	49.0	49	49.51



Obr. 6.13: (a) hodnota HTC měřená pro různé součinitele přehřátí ve vzdálenosti $y/D = 1$, (b) HTC v různých vzdálenostech od výstupního otvoru při $a_h = 0.03$

Obr. 6.13 a zobrazuje hodnoty HTC měřené pro různé součinitele přehřátí, tzn. při různých teplotách desky a nastavené teplotě t_{wire} . Opět se potvrdil předpoklad, že při nízké teplotní diferenci mezi t_{wire} a t_w jsou hodnoty součinitele přestupu tepla měřené při různých součinitelích přehřátí stejné, nebo velmi blízké.

Při porovnání HTC způsobeného dopadem proudu z akčního členu SJ a kontinuální trysky je nutné vzít do úvahy, že zasažená oblast SJ je významně větší. Dále je nutné vzít v úvahu, že vzduch z kontinuální trysky měl významně nižší teplotu, než proud SJ.

6.1.7 NEJISTOTY MĚŘENÍ

Součinitel přestupu tepla je měřen pomocí metody termoanemometrie. Ke správnému vyhodnocení musí být měřicí systém správně nastaven. Výsledek tedy závisí převážně na následujících třech faktorech:

- přesnost určení teploty okolní tekutiny (vzduchu) dopadající na desku – tato teplota je nutná pro nastavení teploty drátku sondy (pomocí součinitele přehřátí a_h). Velikost okolní teploty rovněž ovlivní zvolení hodnoty kinematické viskozity dosazované do výpočtu Reynoldsova čísla, ze kterého je pak vypočtena rychlost vzduchu ve výstupním otvoru kontinuální trysky,
- nastavení teploty desky, na kterou dopadá proud vzduchu z akčního členu SJ, resp. kontinuální trysky. Tato teplota by měla být udržována konstantní pomocí PID regulátoru,
- v případě měření SJ udržení konstantní hodnoty elektrického příkonu pro napájení reproduktorů akčního členu, které slouží jako pohyblivá membrána pro generování syntetizovaného proudu.

Ukázka výsledků vyhodnocení těchto veličin u SJ pro přehřátí 0.03 je uvedena v tabulce 6.3. Nejistoty měření vznikající v termoanemometrickém systému jsou pak popsány v [83].

Tab. 6.3: Ukázka parametrů pro vyhodnocení nejistoty měření v případě měření SJ, $a_h = 0.03$

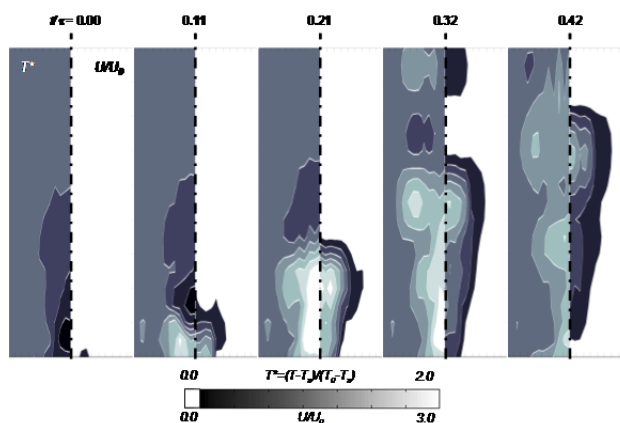
Proměnná veličina	Hodnota P	Absolutní chyba $\Delta P = P - P_{sk}$	Relativní chyba $\Delta P / P_{sk} (\%)$
t_a (°C)	28.8	0.80	2.85
t_w (°C)	35.0	0.20	0.56
U_T (m/s)	17.8	0.80	4.70
P (W)	3.00	0.02	0.66

6.2 ÚLOHA Č. 2

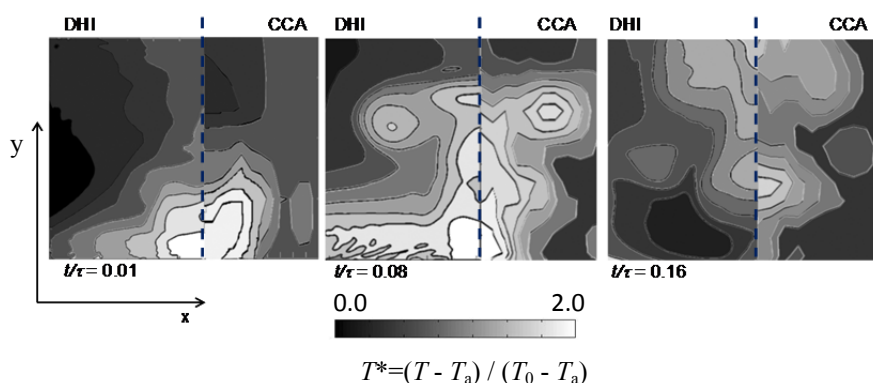
6.2.1 SYNTETIZOVANÝ PROUD – MĚŘENÍ TEPLOTNÍHO POLE

2D digitální holografická interferometrie

V případě trysky SJ s jedním výstupním otvorem pracující na frekvenci 15 Hz je na obr. 6.14 ukázán vývoj rychlostních (pravá strana snímků) a teplotních polí (levá strana). Tyto výsledky byly získány termooanemometrickými experimenty v režimu CT pro určení rychlosti a CC pro určení teploty. V případě teplotních polí je definována bezrozměrná teplota jako $T^* = \frac{T - T_a}{T_0 - T_a}$, kde T je teplota tekutiny vystupující z trysky, T_a teplota okolí, T_0 pak průměrná teplota v trysce. Na obrázku je patrný vývoj rychlostních a teplotních polí a pohyb souvislých vírových struktur.



Obr. 6.14: Vývoj rychlostních (pravá strana) a teplotních (levá strana) polí v rovině $y = 0$ v různých fázích SJ cyklu t/τ



Obr. 6.15: Teplotní pole zahříváného syntetizovaného proudu v různých t/τ

Obr. 6.15 zobrazuje 2D teplotní pole získaných metodou DHI (levá strana snímků). Obrázky odpovídají různým fázím během cyklu t/τ a je na nich viditelný postup vírů od výstupního otvoru akčního členu.

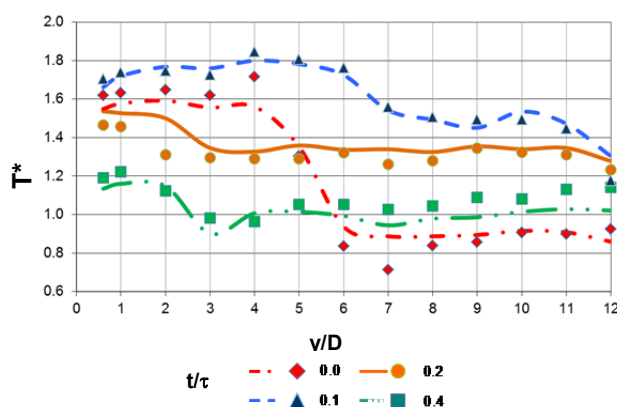
V případě 2D měření dochází při vyhodnocování dat k integraci změny fáze podél celé dráhy paprsků procházejících měřenou oblastí, tj. ve směru osy z (viz obr. 5.5 a). Prezentované výsledky tedy představují průměrnou hodnotu teploty ve směru osy z . Pro porovnání jsou na pravé straně snímku zobrazeny výsledky získané metodou CCA. Jak je z obr. 6.15 zřejmé, výsledky experimentů pomocí DHI velmi dobře korespondují hodnotám z měření CCA. Názorně toto porovnání ukazuje obr. 6.16 zobrazující teploty měřené ve směru osy z . Křivky zobrazující DHI data jsou opět získány jako průměrné hodnoty teplot z celé měřené oblasti, tj. ve směru osy z . CCA hodnoty byly měřeny v ose trysky, tj. $z = 0$.

Tomografická rekonstrukce 3D teplotního pole

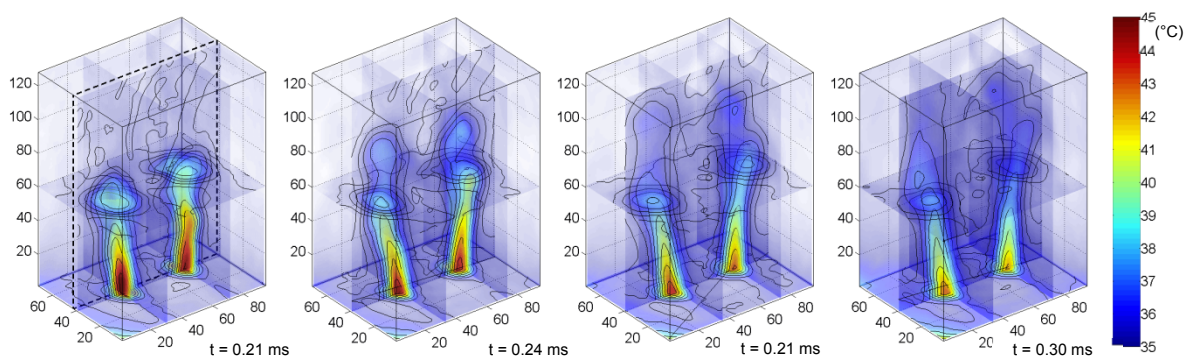
Další ukázkou měření syntetizovaného proudu pomocí DHI ukazuje obr. 6.17. Zde je zobrazeno tomograficky rekonstruované 3D teplotní pole 2 trysek syntetizovaného proudu, pracujících na frekvenci 8 Hz. Jak bylo popsáno v kapitole 5.2.1, takto konstruovaná tryska musí být umístěna na otočném stojanu, aby se zaznamenal hologram po celém objemu. Tryska byla otáčena s krokem 2° v rozmezí 0° - 178° , jednotlivé hologramy pak byly zaznamenávány v každém kroku otočení.

Při měření musel být aplikován princip synchronizace, který je popsán v kapitole 5.2.2. Podmínkou tohoto přístupu je periodický a koherentní děj, jehož periodická složka je měřena. Ta je získána průměrováním mnoha fázových (resp. teplotních) polí odpovídajících stejné fázi periody děje (viz obr 5.7), jelikož je tak eliminována flukтуаční složka proudění. Míra této flukтуаční složky je vyjádřena směrodatnou odchylkou a je znázorněna na obr. 6.18.

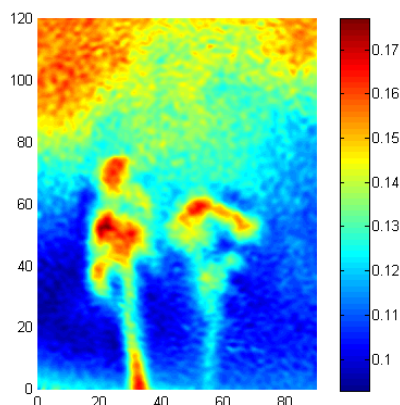
Obr. 6.18 ukazuje intenzitu fluktuací teploty v každém pixelu dělenou hodnotou teploty. Směrodatná odchylka je vypočtena v každém pixelu (m, n) dělená hodnotou teploty je vypočtena jako $\sigma(n, m) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta\varphi_i(n, m))^2 - (\overline{\Delta\varphi}(n, m))^2}$, kde $\overline{\Delta\varphi}(n, m) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta\varphi_i(n, m)$ a N je počet zprůměrovaných fází (v našem případě $N = 20$). Flukтуаční složka teplotního pole popsána směrodatnou odchylkou je menší než 17%.



Obr. 6.16: Vývoj teploty v ose trysky v závislosti na vzdálenosti od trysky; křivky v grafu představují výsledky DHI, body měření pomocí CCA; DHI výsledky jsou získány jako průměrné hodnoty podél osy z , CCA výsledky jsou měřeny v $z = 0$



Obr. 6.17: Tomograficky rekonstruované 3D teplotní pole SJ v různých časech

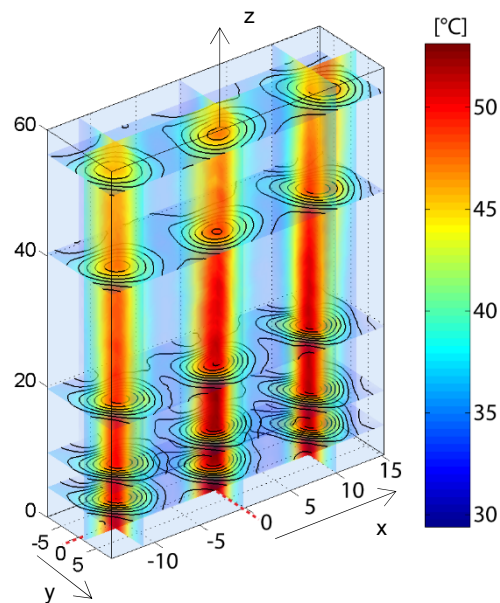


Obr. 6.18: Intenzita fluktuací teploty

6.2.2 KONTINUÁLNÍ PROUD – MĚŘENÍ TEPLOTNÍHO POLE

Asymetrické stacionární teplotní pole soustavy kontinuální trysky se třemi výstupními otvory změřené pomocí DHI je znázorněno na obr. 6.19. Podobně jako v případě měření syntetizovaného proudu bylo provedeno testování metody pomocí doplňkového měření metodou CCA. Vzhledem k tomu, že CCA umožňuje měření teploty v jednom bodě, byly postupně měřeny teploty v definovaných bodech měřeného objemu v rámci kartézského souřadného systému s počátkem ve středu prostřední trysky.

Měření metodou CCA byla provedena v bodech podél osy x ($y = 0$) v různých z -ových souřadnicích (5 mm, 10 mm, 20 mm, 40 mm a 55 mm), které jsou označeny písmeny A-E na obr. 6.19. Vzdálenost kroku CCA měření ve směru x byla 1 mm. DHI je celoplošná metoda, a proto musely být vybrány voxely¹ naměřeného teplotního rozložení odpovídající pozicím měřeným metodou CCA. 1D grafy označené A-E (na obr. 6.20) prezentují výsledky získané pomocí DHT a CCA podél horizontálních řezů. Grafy označené písmeny F-H ukazují hodnoty teplot naměřené oběma metodami v osách trysek (hodnoty v z -ové –vertikální ose).



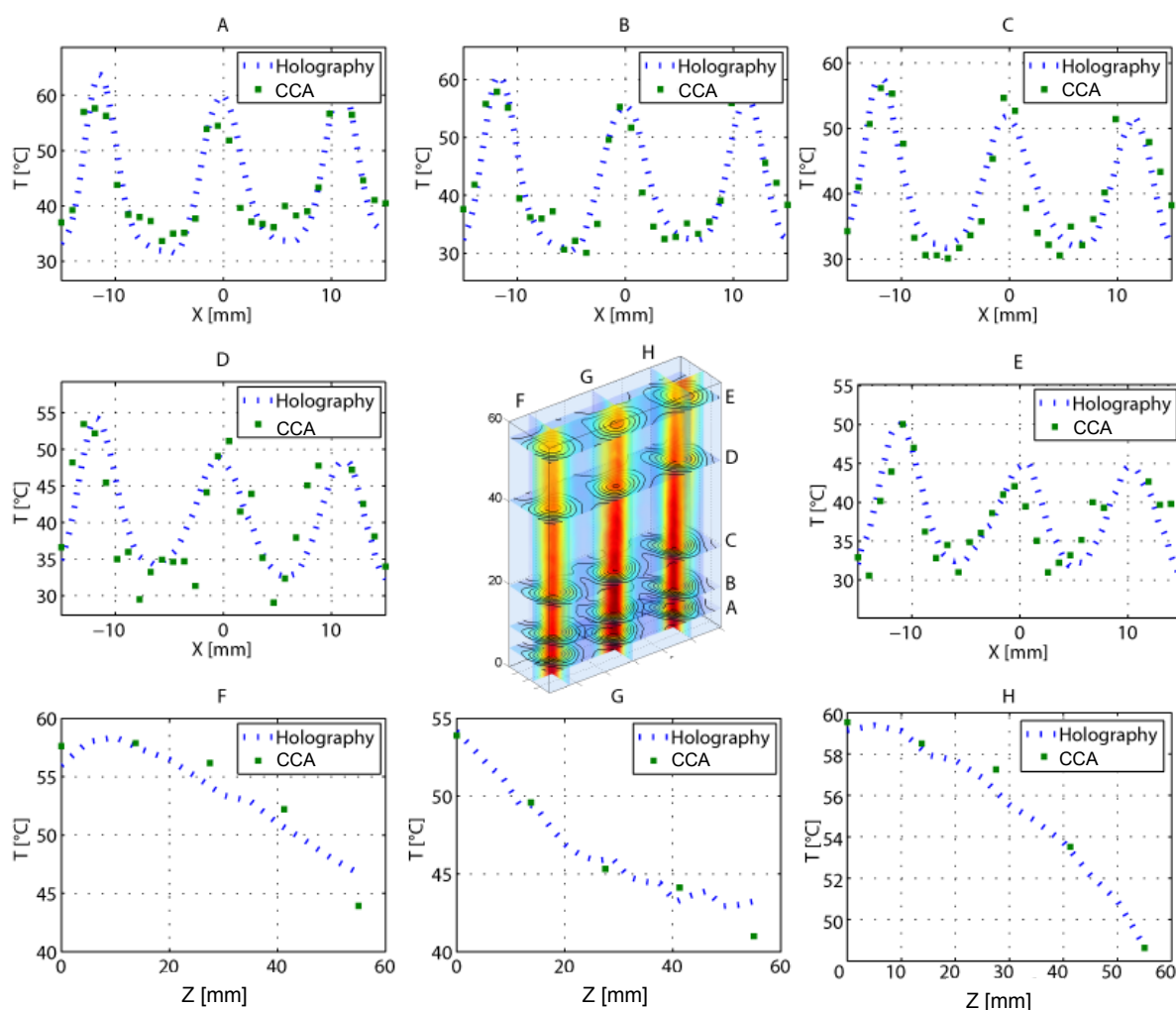
Obr. 6.19: Tomograficky rekonstruované 3D teplotní pole kontinuální trysky se třemi výstupními otvory; jednotky vzdálenosti jsou v mm

¹ Voxel je označení pro „objemový“ pixel při měření ve 3D.

Pro kvantitativní stanovení rozdílu metody byl vypočten rozdíl RMS ve všech naměřených bodech (p) jako $\Delta T_{\text{RMS}} = \sqrt{\frac{\sum_{p=1}^N (T_{\text{DHT}}(p) - T_{\text{CCA}}(p))^2}{N}} = 3.8^\circ\text{C}^2$.

Vypočtenou hodnotu RMS (root-mean-square) $3,8^\circ\text{C}$, která kvantifikuje odchylku obou měření, lze relativně vyjádřit jako cca 12%.

Výrazným přispěvatelem k odchylkám mezi naměřenými hodnotami metodami DHI a CCA je fakt, že obě měření musela být provedena nezávisle v různých časech kvůli invazivnímu měření metodou CCA. Environmentální podmínky, jakož i chování samotného jevu se mezi oběma měřeními mohly mírně lišit.



Obr. 6.20: Porovnání výsledků holografie a CCA v různých řezech dle 3D obrázku uprostřed

² DHT značí digitální holografickou tomografii, tzn. DHI je měřeno ve 3D.

7. ZÁVĚR

V této práci byly formulovány následující cíle, které byly beze zbytku splněny:

- 1) **Ukázat možnosti využití termoanemometrie** v režimu konstantní teploty **pro experimentální určení součinitele přestupu tepla.**

V této úloze byl jako impaktní proud dopadající na zahřívanou desku použit syntetizovaný proud a proud z kontinuální trysky. Pracovním médiem byl vzduch.

Pro SJ byl nejprve ukázán postup pro experimentální určení vlastní frekvence akčního členu. Byla popsána metodika pro určení okamžité rychlosti, časově středované a flukтуаční rychlosti ve výstupním otvoru SJ. Na základě analýzy proudění SJ byla určena odpovídající rychlost ve výstupním otvoru kontinuální trysky.

Pro obě výše popsané experimentální sestavy bylo popsáno a provedeno měření součinitele přestupu tepla metodou termoanemometrie. Byl popsán postup pro vyhodnocení naměřených dat a zpracování výsledků.

Jak pro impakt syntetizovaného proudu, tak proudu kontinuálního bylo pomocí rovnice (5.9) $h = \frac{q_{\text{diss}} + q_{\text{cond}}}{(T_w - T_a)}$ vyhodnoceno rozložení lokální hodnoty součinitele přestupu tepla na zahřívané desce. Bylo experimentálně prokázáno, že v případě velmi nízkého rozdílu mezi teplotami t_{wire} a t_w jsou hodnoty součinitele přestupu tepla měřené při různých součinitelích přehřátí stejné, nebo velmi blízké.

- 2) **Ukázat možnosti digitální holografické interferometrie** pro její využití **při měření nestacionárních teplotních polí v tekutinách.**

V práci jsou popsány možnosti využití digitální holografické interferometrie jak v režimu 2D, tak v režimu 3D tomografické rekonstrukce pro měření teplotních polí v tekutinách.

Pro měření teplotních polí byl použit Twymann-Greenův interferometr s dvojnásobnou citlivostí. DHI experimenty a experimenty s tomografickou rekonstrukcí byly prováděny a) na nesymetrickém teplotním poli na výstupu z kontinuální trysky s 3 výstupními otvory, b) na nestacionárním teplotním poli, které bylo generováno použitím SJ.

V případě nesymetrických proudů byla ukázána metoda pro záznam snímků pro tomografickou rekonstrukci, kdy je oblast experimentu snímána jednou kamerou a vlastní experimentální zařízení je otáčeno v rozmezí 0° - 178° s krokem 2° . Měření pak probíhalo při každém pootočení.

V případě SJ je navíc ukázána metoda přesné synchronizace měřicího systému s akčním členem SJ.

V případě ukázky 2D digitální holografické interferometrie jsou výsledky porovnány s výsledky měření teplotních polí pomocí metody CCA.

3) Zapojení studentů do výzkumu dané problematiky.

Studenti Katedry energetických zařízení byli zapojováni jak v rámci bakalářského, magisterského i doktorského studijního programu do výzkumných úkolů v oblasti pulzujících proudů, přenosu tepla či experimentálních metod. Z tohoto zatím vzniklo, resp. bylo úspěšně obhájeno 10 bakalářských a 10 diplomových prací, u kterých byla autorka vedoucí či konzultantkou. Ve fázi dokončování jsou nyní 1 bakalářská a 2 diplomové práce. Autorka je rovněž školitel specialista 4 dizertačních prací¹.

Své studenty rovněž zapojuje do mezinárodní spolupráce prostřednictvím stáží na zahraničních univerzitách (Kielce University of Technology, Univ. of Technology and Life Sciences in Bydgoszcz, obě Polsko, Eindhoven University of Technology, Nizozemí). Nyní² dochází k navázání další spolupráce, a to s AGH University, Polsko, a University of Cagliari, Itálie.

PŘEDPOKLÁDANÉ SMĚRY DALŠÍHO VÝZKUMU A MOŽNÉ NÁVRHY STUDENTSKÝCH PRACÍ

Na základě provedených experimentů je možné určit směry dalšího výzkumu, a to v oblasti určení součinitele přestupu tepla, použití pulzujících či impaktních tekutinových proudů, popř. se zaměřit na použití jiných experimentálních metod, kterými disponuje KEZ.

Studenti se tak ve svých bakalářských, diplomových či dizertačních pracích mohou zaměřit v případě výzkumu *součinitele přestupu tepla* na použití jiných druhů sond, resp. sond jiného výrobce (např. greenTEG), které umožní měření, resp. vyhodnocení naměřených dat na jiném principu, než v práci použité nalepovací filmové sondy Dantec. Vždy však musí brát zřetel na časovou odezvu sondy, zvláště pak v případě použití pulzujících proudů.

V oblasti *pulzujících proudů* mohou být práce kromě intenzifikace přestupu tepla zaměřeny např. na jejich využití při směřování primárního proudu tekutiny, popř. řízení odtržení proudu tekutiny od tělesa (např. při obtékání válce či křídla letounu). Právě u křídla lze tekutinové proudy využít pro změnu umístění bodu separace obtékající tekutiny³, a tím pádem změny nosnosti křídla.

V případě *experimentálních metod* se autorka zabývá kromě metod v této práci uvedených také vizualizací (ve vzduchu např. kouřovým drátkem, ve vodě metodou cínových iontů), metodou LDV (laser Doppler vibrometry, pro měření vibrací objektů) a PIV⁴ (particle image

¹ Údaj platný k datu 11.11.2018.

² Údaj platný k datu 1.12.2018

³ V letecké terminologii se o bodu separace hovoří jako o místě, kde dochází k odtržení proudnic.

⁴ Katedra zakoupila v červenci 2018 moderní měřicí systém PIV od spol. LaVision, který má autorka na starosti a zajišťuje tak případné bakalářské, diplomové či dizertační práce na tomto systému provedené. Zakoupený systém umožňuje plnohodnotné měření rychlostních polí v rovině (2D, stereo-PIV) a v objemu (3D). V případě 3D experimentů umožňuje systém získat informaci o rozložení tlakových polí v měřeném objemu.

velocimetry pro měření rychlostních polí). Všechny tyto metody studentům přibližuje v rámci předmětů Technická měření⁵ a Experimentální metody, ale i v rámci ročníkových projektů a studentské praxe.

Na KEZ a spolupracujících pracovištích je nadále intenzivně rozvíjena metoda *DHI pro měření teploty v tekutinách*. V současné době jsou realizovány experimenty využívající několika vlnových délek laserových paprsků pro odstranění nejednoznačnosti metody. Tímto postupem bude možné zpřesnit měření teploty jak v plynech, tak v kapalinách.

Z výše uvedeného vyplývá mnoho zajímavých úloh pro stávající či budoucí studenty Katedry energetických zařízení.

VEDENÍ ZÁVĚREČNÝCH PRACÍ

Autorka byla vedoucím či konzultantem následujících kvalifikačních prací:

Bakalářské práce

- Aleshin S.: Experimentální určení nestacionárního teplotního pole, 2016.
- Dědeček J.: Měření rychlostních a turbulentních profilů v podzvukovém ejektoru metodou CTA, 2015, konzultant, vedoucí doc. V. Dvořák.
- Janda J.: Studie využitelnosti kogeneračních jednotek, 2013.
- Jonáš V.: Měření charakteristik pulsuujících proudů, 2014.
- Lukášek V.: Vizualizační experimenty v tažné nádrži, 2014.
- Pulec J.: Experimentální výzkum obtékání těles v tažné nádrži, 2016 (práce obdržela cenu děkana za nejlepší bakalářskou práci ve studijním programu Strojní inženýrství v akademickém roce 2015/2016).
- Resl Z.: Intenzifikace přestupu tepla turistické konvice, 2011, konzultant, vedoucí doc. T. Vít.
- Sitek P.: Měření součinitele přestupu tepla metodami termoanemometrie, 2013.
- Veselý M.: Analýza odmrazování čelních skel automobilů, 2018, konzultant, vedoucí doc. T. Vít.
- Žemličková A.: Experimentální výzkum termo-fyzikálních vlastností látek, 2017.

Diplomové práce

- Bulíř P.: Optimalizace výkonu vytápěcí jednotky Sahara, 2013, konzultant, vedoucí doc. T. Vít.
- Jonáš V.: Experimentální výzkum úplavu za špatně obtékaným tělesem, odevzdáno, obhajoba 2019.
- Kabl M.: Research of the flow past bluff body, 2016, konzultant, vedoucí doc. T. Vít.

Nákup byl proveden v rámci operačního programu MŠMT Výzkum, vývoj, vzdělávání, projekt č. CZ.02.1.01/0.0/0.0/16_017/0002650 - Rozvoj výzkumné infrastruktury pro doktorské studijní programy Fakulty strojní TU v Liberci.

⁵ V rámci předmětu TM, který probíhá v letním semestru 2. ročníku BSP, si skupina max. 5 studentů zvolí jednu metodu a téma měření, kterým se pak zabývá celý semestr. Pro studenty je tato forma dle ohlasů přínosná, protože si osvojí jak samotnou metodu a principy měření, ale zažijí mnohdy i poprvé práci v laboratoři, nutné přípravy před samotným experimentem a zamýšlí se nad vyhodnocením a interpretací dat.

- Kotyk P.: Experimentální výzkum obtékání ochlazovaného válce, 2018 (práce navržena na cenu děkana).
- Kuryshev V.: Vliv teploty při výrobě optických ploch, před odevzdáním, obhajoba 2019.
- Lisová H.: Návrh a konstrukce tažné nádrže, 2008, konzultant, vedoucí doc. T. Vít.
- Lukášek V.: Experimentální výzkum obtékání zahřívaného válce, 2017.
- Paleček R.: Studie proveditelnosti sušení alternativního paliva s využitím odpadního tepla, 2013.
- Pulec J.: Experimentální výzkum úplavu za ochlazovaným válcem, 2018.
- Šimko M.: Měření součinitele přestupu tepla při impaktním proudění, 2018, konzultant, vedoucí doc. T. Vít.
- Tsao C.-H.: Assembling and testing of PIV system, 2018.

Doktorské práce – školitel specialista

- Novosád J.: Výzkum procesu odsíření spalín mokrou vápencovou vypírkou, SZZ 2018, předpoklad obhajoby 2019.
- Pulec J.: Experimentální vyšetřování teplotní a hybnostní mezní vrstvy, přijat ke studiu X/2018.
- Šimko M.: Experimentální a numerické vyšetřování součinitele přestupu tepla, přijat ke studiu X/2018.
- Tisovský T.: Chlazení mikroelektronických zařízení, SZZ 2018, předpoklad obhajoby 2019.

POUŽITÁ LITERATURA

- [1] https://cs.wikipedia.org/wiki/Chlazení_počítače (citováno 7.11.2017)
- [2] <http://www.ddworld.cz/pc-a-komponenty/case-a-zdroje/chlazení-pocitace-jak-na-to-2-2.html> (citováno 9.11.2017)
- [3] <http://www.ddworld.cz/pc-a-komponenty/case-a-zdroje/chlazení-pocitace-jak-na-to-5.html> (citováno 9.11.2017)
- [4] <http://www.wakefield-vette.com> (citováno 7.10.2017)
- [5] <http://rn.itmoov.eu/chlazení-pocitace-pomoci-peltierova-clanku/> (citováno 7.11.2017)
- [6] http://automa.cz/cz/casopis-clanky/regulace-teploty-pomoci-peltierovych-termoelektrickych-modulu-2005_11_30765_720/ (citováno 7.11.2017)
- [7] <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/911-peltieruv-jev> (citováno 7.11.2017)
- [8] <https://www.electronics-cooling.com/2013/06/radiative-cooling-of-electronics-and-other-things/#> (citováno 2.2.2018)
- [9] <https://www.electronics-cooling.com/2001/02/dont-underestimate-radiation-in-electronic-cooling/#> (citováno 3.2.2018)
- [10] Cooling of Electronic Equipment (Chapter 15 <https://www.google.cz/url?sa=t&rct=j&q=&esrc=s&source=web&cd=4&ved=0ahUKEwiR2LHQoJHZA hWMEywKHcpeDmgQFghDMAM&url=http%3A%2F%2Fhighered.mheducation.com%2Fsites%2Fdl%2Ffree%2F0073398187%2F835451%2FChapter15.pdf&usg=AOvVaw08fOIRQGprk3qROb1IamBp>) (citováno 3.2.2018)
- [11] J.P. Abraham, E.M. Sparrow, J.C.K. Tong: Heat transfer in all pipe flow regimes: laminar, transitional/intermittent, and turbulent, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 52, pp. 557–563, 2009
- [12] P. Bharadwaj, A.D. Khondge, A.W. Date: Heat transfer and pressure drop in a spirally grooved tube with twisted tape insert, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 52, pp. 1938–1944, 2009
- [13] S. Eiamsa-ard, K. Wongcharee, P. Eiamsa-ard, C. Thianpong: Heat transfer enhancement in a tube using delta-winglet twisted tape inserts, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 30, pp. 310–318, 2010
- [14] S. Eiamsa-ard, C. Thianpong, P. Eiamsa-ard: Turbulent heat transfer enhancement by counter/co-swirling flow in a tube fitted with twin twisted tapes, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 34, pp. 53–62, 2010
- [15] V. Bianco, O. Manca, S. Nardini: Numerical investigation on nanofluids turbulent convection heat transfer inside a circular tube, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 50, 341–349, 2011
- [16] M.M. Heyhat, F. Kowsary, A.M. Rashidi, M.H. Momenpour, A. Amrollahi: Experimental investigation of laminar convective heat transfer and pressure drop of water-based Al₂O₃ nanofluids in fully developed flow regime, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 44, pp. 483–489, 2013
- [17] T.-C. Hung, W.-M. Yan, X.-D. Wang, C.-Y. Chang: Heat transfer enhancement in microchannel heat sinks using nanofluids, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 55, pp. 2559–2570, 2012
- [18] M. Izadi, A. Behzadmehr, D. Jalali-Vahida: Numerical study of developing laminar forced convection of a nanofluid in an annulus, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 48, pp. 2119–2129, 2009
- [19] V. Timchenko, J. A. Reizes, E. Leonardi and F. Stella: Synthetic jet forced convection heat transfer enhancement in micro-channels, *Proceedings of the 13th International Heat Transfer Conference IHTC-13*, Sydney, NSW Australia, 2006
- [20] V. Timchenko, J. A. Reizes and E. Leonardi: Heat transfer enhancement in micro-channels by synthetic jets, *Proceedings of the 4th International Conference on Computational Heat and Mass Transfer*, Paris-Cachan, France, pp. 471–476, 2005
- [21] Y. Yu, T.W. Simon, M. Zhang, T. Yeom, M.T. North, T. Cui: Enhancing heat transfer in air-cooled heat sinks using piezoelectrically-driven agitators and synthetic jets, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 68, pp. 184–193, 2014
- [22] X.-M. Tan, J.-Z. Zhang: Flow and heat transfer characteristics under synthetic jets impingement driven by piezoelectric actuator, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 48, pp. 134–146, 2013
- [23] Kolektiv autorů: *Teplo*, SNTL, 1989

- [24] J.H. Lienhard IV, J.H. Lienhard V: *A heat transfer textbook*, 4. edice, Phlogiston Press, 2018
- [25] https://cs.wikipedia.org/wiki/Isaac_Newton (citováno 30.4.2018)
- [26] J. Šesták, F. Rieger: *Přenos hybnosti, tepla a hmoty*, ČVUT, 1996
- [27] R.J. Goldstein, H.H. Cho: A review of mass transfer measurements using naphthalene sublimation, *Exp. thermal and fluid science*, Vol. 10, pp. 416-434, 1995
- [28] J. Kuneš: *Modelování tepelných procesů*, SNTL, 1989
- [29] https://cs.wikipedia.org/wiki/Joseph_Fourier (citováno 30.4.2018)
- [30] J. Noskiewicz a kol.: *Mechanika tekutin*, SNTL, 1987
- [31] J. Čitavý, J. Nožička: *Proudění vazkých tekutin – tenké smykové vrstvy*, ČVUT, 2004
- [32] M. Brdička, L. Samek, B. Sopko, *Mechanika kontinua*, Academia, 2011
- [33] M. Sazima a kol.: *Sdílení tepla*, SNTL, 1993
- [34] H. Schlichting, K. Gersten: *Boundary-Layer Theory*, Springer-Verlag, Berlin, 2000
- [35] B.L. Smith, A. Glezer: The formation and evolution of synthetic jets, *Phys. Fluids*, Vol. 10, pp. 2281-2297, 1998
- [36] J.E. Cater, J. Soria: The evolution of round zero-net-mass-flux jets, *J. Fluid Mech.*, Vol. 472, pp. 167-200, 2002
- [37] A. Glezer, M. Amitay: Synthetic jets, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 34, pp. 503-529, 2002
- [38] T. Vít, **P. Dančová**: Použití různých experimentálních metod pro analýzu proudění typu "Synthetic Jet", *XXIV mezinárodní vědecká konference kateder a pracovišť mech. tek. a termomech.*, Blansko, 2005
- [39] T. Vít, **P. Dančová**, Z. Trávníček: Syntetizovaný proud (Synthetic Jet), *MM Průmyslové spektrum*, Vol. 3, 2007 (dostupné rovněž na <https://www.mmspektrum.com/clanek/syntetizovany-proud-synthetic-jet.html>, citováno 7.7.2018)
- [40] T.M. Dauphinee: Acoustic air pump, *The Review of Scientific Instruments*, Vol. 28, No. 6, p. 456, 1957
- [41] Y. Yassour, J. Stricker, M. Wolfshtein: Heat transfer from a small pulsating jet, *Proceedings of the 8th International Heat Transfer Conference*, Vol. 3, Hemisphere Publ., San Francisco, USA, pp. 1183-1186, 1986
- [42] H.U. Meier, M.D. Zhou: The development of acoustic generators and their application as a boundary layer transition control device, *Exp. Fluid*, Vol. 11, pp. 93-104, 1991
- [43] E.P. Mednikov, B.G. Novitskii: Experimental study of intense acoustic streaming, *Sov. Phys. Acoust.*, Vol. 21, pp. 152-154, 1975
- [44] V. Tesař: Fluidic Jet-Type Rectifier: Experimental study of generated output pressure, *Fluidics Quarterly*, An Arbour U.S.A., Vol. 14, No. 4, 1982
- [45] V. Tesař: Entrainment action of an alternating inflow into and outflow from a nozzle, *Acta Polytechnica*, ČVUT, pp. 43-61, 1991
- [46] A. Meissner: Über piezo-elektrische Kristalle bei Hoch-frequenz, *Zeitschrift für technische Physik*, Vol. 7, No. 12, pp. 585-592, 1926
- [47] M.J. Lighthill: Acoustic Streaming, *J. Sound Vib.*, Vol. 61, pp. 391-418, 1978
- [48] U. Ingard: On the theory and design of acoustic resonators, *J. Acoustical Soc. of America*, Vol. 25, No. 6, pp. 1037-1060, 1953
- [49] V. Lebedeva: Experimental study of acoustic streaming in the vicinity of orifices, *Sov. Phys. Acoust.*, Vol. 26, p. 331, 1980
- [50] J.T. Stuart: Double boundary layers in oscillatory viscous flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 24, pp. 673-687, 1966
- [51] B.J. Davidson, N. Riley: Jets induced by oscillatory motion, *J. Fluid Mech.*, Vol. 53, p. 287, 1972
- [52] R.D. James, J.W. Jacobs, A. Glezer: A round turbulent jet produced by an oscillating diaphragm, *Phys. Fluids*, Vol. 8, No. 9, pp. 2484-2495, 1996
- [53] Z. Trávníček: Příklady použití kouřové vizualizace proudění v experimentální mechanice tekutin, *Vytápění větrání instalace*, Vol. 11, No. 5, pp. 230-233, 2002
- [54] M. Matějka, L. Popelka, J. Nožička: Vliv syntetizovaného paprsku na hodnotu celkového ztrátového součinitele v kompresorové lopatkové mříži, *Colloquium Fluid Dynamics*, Praha, 2007
- [55] B.L. Smith, A. Glezer: Jet vectoring using synthetic jet, *J. Fluid Mech.*, Vol. 458, pp. 1-34, 2002
- [56] Renault Altica: 44MPG Diesel Concept with Active Airflow Management

- http://www.greencarcongress.com/2006/02/renault_altica_.html (citováno 3/2/2017)
- [57] A. Nishizawa, S. Takagi, H. Abe, R. Maeda, and H. Yoshida: Toward smart control of separation around a wing – Active separation control system part 2, *Proc. 5th Symp. Smart Control of Turbulence*, Tokyo, pp. 7-14, 2004
 - [58] M. Ben Chiekh, J.C. Bera, M. Sunyach: Synthetic jet control for flow in a diffuser: vectoring, spreading and mixing enhancement, *J. Turbulence*, Vol. 4, No. 032, 2003
 - [59] H. Wang, S. Menon: Fuel-air mixing enhancement by synthetic microjets, *AIJA J*, Vol. 39, No. 12, pp. 2308-2319, 2001
 - [60] Z. Trávníček, **P. Dančová**, J. Kordík, T. Vít, M. Pavelka: Heat and mass transfer caused by a laminar channel flow equipped with a synthetic jet array, *Journal of Thermal Science and Engineering Applications*, Vol. 2, Issue 4, 2010
 - [61] **P. Dančová**, H.C. de Lange, T. Vít, D. Šponiar, Z. Trávníček: A laminar channel flow effected by Synthetic Jet – Experimental and numerical studies, *International conference ExHFT-7*, Krakow, Poland, pp. 75-76, full text CD, 2009
 - [62] **P. Dančová**, H.C. de Lange, T. Vít, D. Šponiar, Z. Trávníček: A channel flow controlled by a synthetic jet array, *International conference THMT - 09*, Roma, Italy, pp. 935-938, full text CD, 2009
 - [63] Z. Trávníček, **P. Dančová**, T. Vít: Visualization and heat/mass transfer study of laminar channel flow controlled by synthetic jet array, *The 7th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing*, Kaohsiung, Taiwan, R.O.C., 2009
 - [64] Z. Trávníček, **P. Dančová**, J.H. Lam, V. Timchenko, J. Reizes: Numerical and experimental studies of a channel flow with multiple circular synthetic jets, *EPJ Web of Conferences*, Vol. 25, paper No. 01094, 2012
 - [65] C.C. Chen, C.C. Chou, S.S. Hsu., A.B. Wang: Visualization of new synthetic jet actuator for underwater vehicles, *12th Inter. Symp. on Flow visualization ISFV-12*, Göttingen, Germany, 2006
 - [66] Z. Trávníček, T. Vít, V. Tesař: Hybrid synthetic jet as the non-zero-net-mass-flux jet, *Physics of Fluids*, Vol. 18 (8), 2006
 - [67] M.B. Gillespie, W.Z. Black, C. Rinehart, A. Glezer: Local convective heat transfer from a constant heat flux flat plate cooled by synthetic air jets, *Trans. ASME J. Heat Transfer*, Vol. 128, pp. 990-1000, 2006
 - [68] H. Choi, H. Active control of flows over bluff bodies for drag reduction, *Proceedings of the 6th Symposium on Smart Control of Turbulence*, Japan, 2005
 - [69] H.P. de Bock, P. Chamrath, J.L. Jackson, B. Whalen: Investigation and application of an advanced dual piezoelectric cooling jet to a typical electronics cooling configuration, *13th IEEE ITherm Conference*, San Diego, CA, USA, 2012
 - [70] A. Olsson, G. Stemme, E. Stemme: A valve-less planar fluid pump with two pump chambers, *Sensors and Actuators A* 46-47, pp. 549-556, 1995
 - [71] V. Dvořák, **P. Dančová**: Processes in an air ejector with pulsating primary flow, *AIP Conference Proceedings*, Vol. 1440, pp. 643-649, 2012
 - [72] V. Dvořák, **P. Dančová**, P. Švarc: Experimental investigation into flow in an ejector with four synthetic jets, *EPJ Web of Conferences*, Vol. 25, paper No. 02003, 2012
 - [73] https://cs.wikipedia.org/wiki/Vincenc_Strouhal (citováno 7.7.2018)
 - [74] Z. Trávníček, A.I. Fedorchenko, A.B. Wang: Enhancement of synthetic jets by means of an integrated valve-less pump, Part I: Design of the actuator, *Sensors and Actuators A*, Vol. 120 (1), pp. 232-240, 2005
 - [75] **P. Dančová**: *Experimental investigation of synthetic jets in a laminar channel flow*, Dizertační práce, TUL, 2012
 - [76] **P. Dančová**, T. Vít, Z. Trávníček: Analysis of a SJ piezo-ceramic pulsation generator, *International conf. Developments in Machinery Design and Control*, Slovensko, pp. 15-16, full text CD, 2007
 - [77] H. Martin: Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces, *Adv. Heat Transfer*, Vol. 13, pp. 1-60, 1977
 - [78] T. Liu, J.P. Sullivan: Heat transfer and flow structures in and excited circular impinging jet, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 39 (17), pp. 3695–3706, 1996
 - [79] S.D. Hwang, H.H. Cho: Effects of acoustic excitation positions on heat transfer and flow in axisymmetric impinging jet: main jet excitation and shear layer excitation, *Int J. Heat Fluid Flow*, Vol. 24, pp. 199–209, 2003

- [80] H.M. Hofmann, D.L. Movileanu, M. Kind, H. Martin: Influence of a pulsation on heat transfer and flow structure in submerged impinging jets, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 50, pp. 3638–3648, 2007
- [81] H.H. Bruun: *Hot wire anemometry*, Oxford Univ. Press, 1995
- [82] dantecdynamics.com (citováno 25.4.2017)
- [83] F.E. Jørgensen: *How to measure turbulence with hot-wire anemometers – a practical guide*, Dantec Dynamics, 2002
- [84] V. Uruba: *Anemometrie – žhavené senzory*. ÚT AVČR
<http://www.it.cas.cz/~uruba/docs/HW/PA.pdf> (citováno 11.11.2018)
- [85] V. Lédl, P. Psota, P. Vojtíšek, R. Doleček: *Digitální holografická interferometrie*, TUL, 2015
- [86] T. Kreis: *Handbook of holographic interferometry: Optical and digital methods*, Berlin: Wiley, 2004
- [87] **P. Dančová**, T. Vít, V. Lédl, Z. Trávníček, R. Doleček: Holographic interferometry as a tool for visualization of temperature fields in air, *Engineering Mechanics*, Vol. 20, pp. 205-212, 2013
- [88] https://cs.wikipedia.org/wiki/Albert_Abraham_Michelson
- [89] J.W. Scholten, D.B. Murray: Unsteady heat transfer and velocity of a cylinder in cross flow- I. Low freestream turbulence, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 41, pp. 1139-1148, 1997
- [90] D.E. Beasley, R.S. Figliola: A generalized analysis of a local heat flux probe, *J. Physics E.*, Vol. 21, pp. 316-322, 1988
- [91] https://cs.wikipedia.org/wiki/Johann_Radon (citováno 22.11.2018)
- [92] R. Doleček, P. Psota, V. Lédl, T. Vít, **P. Dančová**, V. Kopecký: Comparison of digital holographic interferometry and constant temperature anemometry for measurement of temperature field in fluid, *SPIE Optics+ Optoelectronics*, 2015
- [93] P. Psota, R. Doleček, V. Lédl, T. Vít, P. Mokřý, **P. Dančová**: Validation of digital holographic tomography in flow measurement, *EPJ Web of Conferences*, Vol. 143, paper No. 02097, 2017